



Уральский  
федеральный  
университет

имени первого Президента  
России Б. Н. Ельцина

Уральский  
энергетический  
институт

**А. В. ОСТРОВСКАЯ**  
**В. Н. КОРОЛЕВ**

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Учебное пособие





Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации  
Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

**А. В. Островская, В. Н. Королев**

# **Теоретические основы теплотехники. Техническая термодинамика**

Учебное пособие

Рекомендовано методическим советом  
Уральского федерального университета  
для студентов вуза, обучающихся  
по направлению подготовки  
13.03.03 — Энергетическое машиностроение

Екатеринбург  
Издательство Уральского университета  
2020

УДК 621.1.016.7(075.8)

ББК 31.31я73

О-78

Рецензенты:

кафедра энергетики Уральского государственного лесотехнического университета (завкафедрой д-р техн. наук, проф. *С. М. Шанчуров*);  
канд. техн. наук, доц. *В. Ю. Красных* (замначальника Югорского территориального управления ООО «Газпром центрремонт»)

Научный редактор — д-р техн. наук, проф. *Б. Г. Сапожников*

На обложке использовано изображение с сайта <https://zen.yandex.tj/media/id/5e25c544c05c7100ae88177f/ia-by-sovetovala-uezjat-otsiuda-hudshie-raiony-dlia-jizni-v-moskve-5e6e501e25b4700ce316bbde>

**Островская, А. В.**

О-78 Теоретические основы теплотехники. Техническая термодинамика : учебное пособие / А. В. Островская, В. Н. Королев ; Мин-во науки и высш. образования РФ. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 240 с.

ISBN 978-5-7996-3089-8

Пособие знакомит читателей с основными аспектами процессов взаимного превращения тепловой и механической энергии и их использования в технологических установках. Излагаются основные законы термодинамики, методы анализа термодинамических процессов идеальных и реальных рабочих тел, циклов тепловых двигателей и холодильных установок. Особое внимание уделено термодинамическим основам работы компрессорных машин и циклам газотурбинных установок.

Учебное пособие написано в соответствии с программой курса «Термодинамика», составленной в соответствии с Федеральными государственными образовательными стандартами высшего профессионального образования.

Библиогр.: 20 назв. Табл. 16. Рис. 94. Прил. 5.

УДК 621.1.016.7(075.8)

ББК 31.31я73

ISBN 978-5-7996-3089-8

© Уральский федеральный  
университет, 2020



## Предисловие

---

**Н**астоящее учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению 13.03.03 — Энергетическое машиностроение, образовательная траектория «Газотурбинные, паротурбинные установки и двигатели» (прикладной бакалавриат).

Учебное пособие знакомит студентов с основными аспектами процессов взаимного превращения тепловой и механической энергии и их использования в технологических установках. Излагаются основные законы термодинамики, методы анализа термодинамических процессов идеальных и реальных рабочих тел, циклов тепловых двигателей и холодильных установок. Особое внимание уделено термодинамическим основам работы компрессорных машин, циклам поршневых двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок, так как именно эти знания будут использоваться студентами направления обучения «Энергетическое машиностроение» при изучении профильных дисциплин.

Материал учебного пособия содержит краткие сведения из курса высшей математики, необходимые для понимания теории дифференциальных уравнений термодинамики. Каждый раздел пособия заканчивается подробными примерами практического использования излагаемого теоретического материала.

В приложениях к пособию приведены таблицы теплоемкостей газов, термодинамических свойств воды и водяного пара, диаграмма  $\lg p-h$  для фреона R-22, необходимые для решения задач.

При написании учебного пособия был использован многолетний опыт преподавания технической термодинамики в Уральском энергетическом институте УрФУ им. Б. Н. Ельцина (ранее — теплоэнергетический факультет УПИ им. С. М. Кирова).

---

# **Раздел А.**

## **Основы термодинамики**

---



# 1. Основные понятия

**Т**ермодинамика — наука о закономерностях превращения энергии в различных физических и химических процессах, при этом изучаемые в термодинамике явления обусловлены особенностями теплового движения структурных частиц вещества (молекул, атомов, электронов и т. п.). В переводе с греческого языка (*thermos* — теплый + *dynamikos* — силовой) слово *термодинамика* означает *сила тепла*. Термин был введен в 1854 году английским физиком Уильямом Томсоном, получившим за выдающиеся научные заслуги титул барона Кельвина.

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения тепловой и механической энергии, происходящие в тепловых двигателях и других теплотехнических устройствах.

Объектом изучения термодинамики является *термодинамическая система* — макроскопическое тело или совокупность таких тел, находящихся в тепловом и механическом взаимодействии друг с другом и с окружающей средой. При этом окружающей средой является все то, что не вошло в данную термодинамическую систему. Термодинамическая система отделяется от окружающей среды оболочкой (контрольной поверхностью), которая может быть как реальной, так и воображаемой.

Термодинамическая система может обмениваться с окружающей средой теплотой  $\delta Q$ , работой  $\delta L$  и массой  $dM$  (рис. 1.1). Более подробно понятия теплоты и работы будут рассмотрены в главе 3.

Если система не обменивается массой с окружающей средой ( $dM = 0$ ), то ее называют *закрытой*. Если обмен массой существует ( $dM \neq 0$ ), то система называется *открытой*.

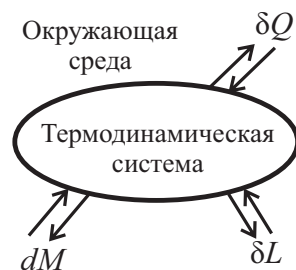


Рис. 1.1. Схематическое изображение термодинамической системы

Система, не обменивающаяся теплотой с окружающей средой ( $\delta Q = 0$ ), называется *адиабатически изолированной* или *адиабатной*.

Если система не обменивается ни массой, ни теплотой, ни работой с окружающей средой, то такая система называется *замкнутой* или полностью изолированной.

Метод, который используется в классической термодинамике для решения задач, получил название *феноменологический* (описательный), так как для анализа реальных процессов используются только макроскопические физические величины (температура, давление, объем и т. п.); микроструктура вещества, механизм процессов и явлений при этом не рассматриваются.

В основу термодинамики положены два основных закона — первый и второй, установленные опытным путем и до настоящего времени не опровергнутые практикой и научными экспериментами.

*Математическим аппаратом термодинамики* является теория дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка.

Поскольку в дальнейшем будут рассматриваться только простые термодинамические системы, состояние которых однозначно задается двумя независимыми переменными, рассмотрим дифференциал функции двух независимых переменных  $z = f(x, y)$ :

$$\delta z = M(x, y)dx + N(x, y)dy.$$

Могут иметь место два случая:

1. Если дифференциал  $\delta z(x, y)$  является *полным дифференциалом*, тогда

$$\delta z \equiv dz = \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right)_y dx + \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right)_x dy,$$

где  $\left( \frac{\partial z}{\partial x} \right)_y = M(x, y)$ ;  $\left( \frac{\partial z}{\partial y} \right)_x = N(x, y)$ . При этом справедливо равенство, являющееся дифференциальным признаком полноты дифференциальной формы:

$$\left( \frac{\partial M}{\partial y} \right)_x = \left( \frac{\partial N}{\partial x} \right)_y. \quad (1.1)$$

Также если дифференциал функции  $dz$  является полным, то интеграл от полного дифференциала на отрезке [1; 2] не будет зависеть

от пути интегрирования, а будет определяться только разностью значений функций  $z$  в конечном и начальном состоянии

$$\int_1^2 dz = z_2 - z_1. \quad (1.2)$$

Интеграл по любому замкнутому контуру от полного дифференциала будет равен нулю:

$$\oint_{\lambda} dz = 0. \quad (1.3)$$

2. Если дифференциал  $\delta z(x, y)$  является *неполным дифференциалом*, тогда равенство (1.1) не выполняется. Результатом интегрирования неполного дифференциала  $\delta z$  на отрезке  $[1; 2]$  будет некоторое число  $\varphi$ , величина которого зависит от выбранного пути:

$$\int_1^2 \delta z = \varphi,$$

а интеграл по любому замкнутому контуру не будет равен нулю:

$$\oint_{\lambda} \delta z \neq 0. \quad (1.4)$$

Рассмотрим случай, когда  $\delta z(x, y)$  является неполным дифференциалом и  $\delta z = 0$ , т. е.  $N(x, y)dx + M(x, y)dy = 0$ .

Решение этого характеристического уравнения  $y = f(x, C)$  геометрически представляет собой семейство кривых, каждая из которых характеризуется своим значением постоянной  $C$ . При этом если переменные  $x$  и  $y$  независимые, то интегральные кривые не пересекаются (рис. 1.2). В данном случае неполный дифференциал  $\delta z$  можно превратить в полный дифференциал некоторой функции  $s$  путем введения *интегрирующего множителя*  $\mu(x, y)$ :

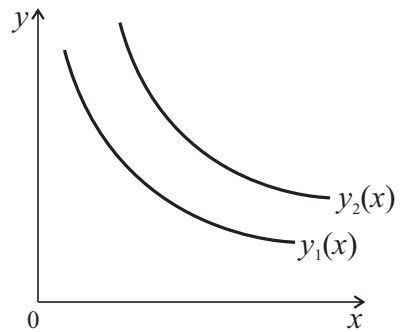


Рис. 1.2. Интегральные кривые

$$\delta z(x, y) \cdot \mu(x, y) = ds.$$

Состояние термодинамической системы определяется заданием ряда макроскопических величин, называемых *термодинамическими параметрами*. Ввиду многообразия свойств термодинамической системы существует большое число термодинамических параметров: температура, давление, масса, объем, теплоемкость, теплопроводность, диэлектрическая проницаемость, концентрация химических элементов и др. Среди них четыре параметра — температура, давление, объем и масса — являются основными, все их можно определить экспериментально.

*Температура* — мера средней кинетической энергии теплового движения вещества. Данный параметр характеризует степень нагретости тела или системы.

В практике измерения температуры чаще всего используют стоградусную шкалу, предложенную в 1742 году шведским физиком А. Цельсием ( $t$ , °C), в которой точка замерзания воды (плавления льда) при нормальном атмосферном давлении (101 325 Па) принята за 0 °C, а точка кипения воды — за 100 °C.

Согласно молекулярно-кинетической теории строения вещества температура газа пропорциональна кинетической энергии движения частиц системы. С уменьшением этой энергии температура уменьшается, и можно предположить, что наступит такое состояние, при котором все возможные формы движения вещества прекратятся. Если это состояние взять за новую точку отсчета температуры, а в качестве единицы — градус шкалы Цельсия, то получится так называемая абсолютная температурная шкала, или шкала Кельвина ( $T$ , К), введенная в 1848 году английским ученым В. Томсоном (бароном Кельвином). Именно абсолютная температура является параметром состояния термодинамической системы.

Между обеими температурными шкалами существует соотношение

$$T = t + 273,15,$$

причем разность температур по шкалам Цельсия и Кельвина является одинаковой:

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \Delta t = t_2 - t_1. \quad (1.5)$$

Необходимо заметить, что, помимо этих шкал, существуют и другие температурные шкалы, например Фаренгейта, Реомюра.

Под *давлением*  $p$  понимается сила, с которой термодинамическая система (например, газ, находящийся в сосуде) действует по нормали



на единицу площади ее оболочки. В системе СИ давление измеряется в паскалях (Па):  $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ . Ввиду малости этой величины используют производные величины: килопаскаль (кПа), мегапаскаль (МПа) и бар, при этом

$$1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па}, 1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}, 1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}.$$

Кроме того, применяют различные внесистемные единицы, соотношения между которыми приводятся ниже:

$$1 \text{ бар} = 750 \text{ мм рт. ст.} \quad (1 \text{ мм рт. ст.} = 133,3 \text{ Па});$$

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кг/см}^2 = 735 \text{ мм рт. ст.} = 0,981 \text{ бар} = 10 \text{ м вод. ст.}$$

Различают абсолютное и избыточное давление. *Абсолютное давление*  $p_a$  — это действительное давление газа, находящегося в замкнутом сосуде; именно оно является параметром состояния. Однако большинство приборов для измерения давления (манометров) определяют не абсолютное давление, а *избыточное*  $p_{\text{и}}$  (или манометрическое), которое является разностью между абсолютным давлением и атмосферным (барометрическим) давлением  $p_{\text{бар}}$ . Тогда

$$p_a = p_{\text{и}} + p_{\text{бар}}. \quad (1.6)$$

*Объем*  $V$  — это количественная характеристика пространства, занимаемого данной термодинамической системой. В системе СИ измеряется в кубических метрах ( $\text{м}^3$ ). Объем тел простой формы можно вычислить с использованием математических формул, объем тел сложной формы определяется по объему вытесненной жидкости.

*Масса*  $M$  — мера вещества какого-либо тела (жидкости, газа) в состоянии покоя, выраженная в килограммах; величина, характеризующая инерционные и гравитационные свойства тела.

Поскольку в одном и том же объеме, в зависимости от давления и температуры, может содержаться различная масса вещества, в термодинамических расчетах часто вместо полного объема используют понятие *удельного объема*  $v$ ,  $\text{м}^3/\text{кг}$ , т. е. объема единицы массы вещества:

$$v = \frac{V}{M}.$$

Удельный объем — величина, обратная плотности вещества  $\rho$ , кг/м<sup>3</sup>:

$$v = \frac{1}{\rho}.$$

Введение понятия удельного объема позволяет сократить количество основных термодинамических параметров до трех величин ( $p$ ,  $T$ ,  $v$ ).

Поскольку многие термодинамические параметры и физические свойства веществ (объем, плотность, теплоемкость и др.) зависят от давления и температуры, существуют некие стандартные значения этих величин, близкие к атмосферным условиям и называемые *нормальными физическими условиями* (н. ф. у.):

$$p_0 = 760 \text{ мм рт. ст.} = 1,013 \text{ бар} = 101\,325 \text{ Па};$$

$$T_0 = 273,15 \text{ К } (t_0 = 0 \text{ }^\circ\text{C}).$$

Если термодинамические параметры во всех точках системы одинаковы, то такая система находится в состоянии *термодинамического равновесия*. Согласно *нулевому началу термодинамики* замкнутая система с течением времени неизбежно приходит в состояние равновесия и никогда самостоятельно выйти из него не может. В дальнейшем будут рассматриваться только равновесные термодинамические системы.

Состояние закрытых термодинамических систем (систем с постоянной массой) будет характеризоваться только тремя основными термодинамическими параметрами, функциональная связь между которыми  $F(p, v, T) = 0$  называется *термическим уравнением состояния*. Решением этого уравнения является некоторая поверхность в трехмерной системе координат  $p, v, T$ .

Поскольку из трех переменных независимыми являются только две, а третий параметр будет являться однозначной функцией этих двух величин, то можно уравнение состояния задать одной из форм  $p = f(v, T)$ ,  $v = f(p, T)$  или  $T = f(p, v)$  и от трехмерного изображения перейти к плоским системам координат, которые называются *диаграммами состояний* (рис. 1.3). Конкретный вид уравнения состояния зависит от физических свойств рабочего тела, и его можно получить либо опытным путем, либо методами статистической физики.

Рассмотрим в качестве примера уравнение состояния идеального газа (уравнение Менделеева — Клапейрона). *Идеальным газом* называется рабочее тело, между молекулами которого отсутствуют силы вза-

имного притяжения или отталкивания, а собственным объемом молекул в силу его малости пренебрегают. Все реальные газы при невысоких давлениях по свойствам близки к идеальным.

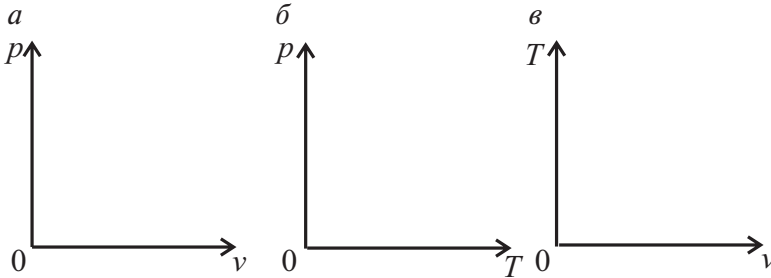


Рис. 1.3. Диаграммы состояний в координатах  $p-v$  (а),  $p-T$  (б),  $p-s$  (в)

Термическое уравнение состояния идеального газа, записанное для произвольного объема газа  $V$  массой  $M$ , имеет вид

$$pV = MRT, \quad (1.7)$$

где  $R$  — газовая постоянная, зависящая от природы газа,  $R = \frac{R_\mu}{\mu}$  =  $\frac{8314}{\mu}$  Дж/(кг·К) (здесь  $R_\mu$  — универсальная газовая постоянная,  $R_\mu = 8314$  Дж/(кмоль·К);  $\mu$  — молекулярная масса газа, кг/кмоль).

Для двух различных состояний одного и того же газа постоянной массы  $M$  справедливо соотношение

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}. \quad (1.8)$$

Уравнение состояния удобно записывать для одного килограмма газа, используя понятие удельного объема. В этом случае уравнение имеет вид

$$pv = RT \quad (1.9)$$

или

$$p = \rho RT,$$

где  $\rho$  — плотность газа.

Одним из наиболее простых уравнений, описывающих поведение реальных газов при низких температурах, является уравнение *Ван-дер-Ваальса*

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \quad (1.10)$$

где  $a$  и  $b$  — константы, зависящие от природы газа (здесь  $a/v^2$  — поправка, учитывающая силы взаимодействия молекул;  $b$  — собственный объем молекул).

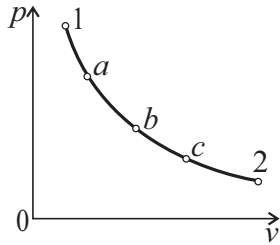


Рис. 1.4. Диаграмма  $p$ - $v$  равновесного процесса

Изменение состояния термодинамической системы с течением времени называется *термодинамическим процессом*. Процесс считается *равновесным*, если при его осуществлении в каждый момент времени система находится в состоянии равновесия. В противном случае процесс является *неравновесным*. Так как равновесный процесс представляет собой последовательность состояний равновесия, которую система проходит в определенном порядке, такой процесс можно изобразить линией в диаграмме состояний (рис. 1.4).

В качестве примера рассмотрим газ, заключенный в цилиндре под поршнем. Если поршень будет сжимать газ, перемещаясь со скоростью больше скорости звука, то давление не будет успевать выравниваться по объему цилиндра, т. к. импульс давления в газах распространяется со скоростью звука. В этом случае процесс сжатия будет *неравновесным*.

Если скорость движения поршня будет меньше скорости звука, т. е. сжатие будет медленным (что обычно и имеет место на практике), то давление будет успевать выравниваться, равновесие системы не будет нарушаться.

Равновесные процессы являются *обратимыми*. Это значит, что при совершении системой процесса в прямом и обратном направлениях она проходит через одни и те же состояния, и при этом не происходит никаких остаточных изменений как в самом рабочем теле, так и в окружающей среде. Неравновесные процессы будут всегда необратимыми.

В теории тепловых двигателей и холодильных машин используется понятие *кругового (циклического) процесса*, т. е. процесса, в котором начало и конец совпадают (рис. 1.5).

Если процессы, из которых состоит цикл, протекают по часовой стрелке, то цикл называется *прямым*. Если процессы протекают против

часовой стрелки, то цикл называется *обратным*. Прямые циклы характерны для тепловых двигателей, а обратные — для холодильных машин.

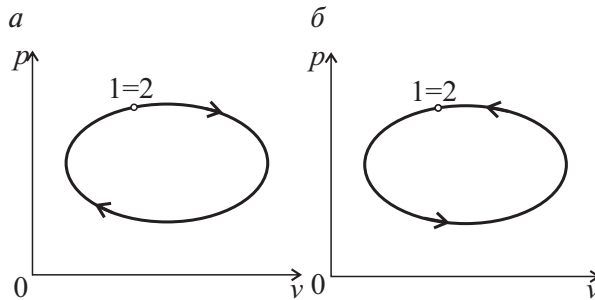


Рис. 1.5. Круговой процесс:

*a* — прямой цикл; *b* — обратный цикл

**Пример 1.1** [15, с. 5–6]. В баллоне объемом  $1 \text{ м}^3$  находится молекулярный кислород  $\text{O}_2$  под давлением 50 бар и при температуре  $27^\circ\text{C}$ . Какая масса кислорода была израсходована из баллона, если давление в нем упало до 25 бар, а температура до  $17^\circ\text{C}$ ?

**Решение**

Запишем уравнение состояния идеального газа (1.7) для начальных и конечных параметров кислорода:

$$p_1 V_1 = M_1 R T_1; \quad p_2 V_2 = M_2 R T_2.$$

Отсюда получаем

$$M_1 = \frac{p_1 V_1}{R T_1}; \quad M_2 = \frac{p_2 V_2}{R T_2}.$$

Так как объем баллона не меняется, то  $V_1 = V_2 = V$ .

Газовая постоянная кислорода, молекулярная масса которого равна  $\mu = 2 \cdot 16 = 32 \text{ кг/кмоль}$ , находится как

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{32} = 259,8 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Тогда

$$\Delta M = M_1 - M_2 = \frac{V}{R} \left( \frac{p_1}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} \right) = \frac{1}{259,8} \left( \frac{50 \cdot 10^5}{27 + 273} - \frac{25 \cdot 10^5}{17 + 273} \right) = 31,15 \text{ кг}.$$

**Пример 1.2** [15, с. 6]. Вычислить плотность воздуха при давлении 1 МПа и температуре 27 °С. Газовая постоянная воздуха  $R = 287$  Дж/(кг · К).

**Решение**

Запишем уравнение состояния идеального газа в форме (1.10):

$$p = \rho RT,$$

которое выразим через  $\rho = \frac{p}{RT}$ :

$$\rho = \frac{10^6}{287 \cdot 300} = 11,7 \text{ кг/м}^3.$$

**Пример 1.3** [15, с. 6–7]. Имеются два баллона, заполненные водородом. В первом баллоне, объемом 50 л, абсолютное давление 5 ат и температура 77 °С. Во втором баллоне, объемом 100 л, абсолютное давление 1 ат и температура 27 °С. После соединения баллонов устанавливается температура 61 °С. Определить давление после соединения баллонов.

**Решение**

Запишем уравнение состояния идеального газа (1.7) для конечного состояния водорода после объединения баллонов:

$$p_3 V_3 = M_3 RT_3, \text{ из которого выразим } p_3 = \frac{M_3 RT_3}{V_3}.$$

Формулы объема и массы водорода после соединения баллонов соответственно имеют вид  $V_3 = V_1 + V_2$  и  $M_3 = M_1 + M_2$ . Начальные массы водорода в первом и втором баллоне  $M_1$  и  $M_2$  найдем из соответствующих уравнений состояния (1.3):

$$M_1 = \frac{p_1 V_1}{RT_1}; \quad M_2 = \frac{p_2 V_2}{RT_2}.$$

Подставив полученные выражения в формулу для  $p_3$ , получим

$$\begin{aligned} p_3 &= \frac{\left( \frac{p_1 V_1}{RT_1} + \frac{p_2 V_2}{RT_2} \right) RT_3}{V_1 + V_2} = \left( \frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} \right) \frac{T_3}{V_1 + V_2} = \\ &= \left( \frac{5 \cdot 0,981 \cdot 10^5 \cdot 0,05}{77 + 273} + \frac{0,981 \cdot 10^5 \cdot 0,1}{27 + 273} \right) \frac{61 + 273}{0,05 + 0,1} = 2,29 \cdot 10^5 \text{ Па.} \end{aligned}$$

---

## 2. Смеси идеальных газов

---

**Ч**истым веществом называется вещество, все молекулы которого одинаковы, например вода, кислород.

На практике в качестве рабочих тел часто используются смеси газов, состав которых не меняется в процессе смешения. Чистые вещества, составляющие смесь, называются компонентами. Каждый компонент смеси, находясь в общем объеме  $V_c$ , имеет давление смеси  $p_c$  и температуру смеси  $T_c$ , при этом, согласно закону Дальтона,

$$p_c = \sum_{i=1}^n p_i, \quad (2.1)$$

где  $p_i$  — *парциальное давление*  $i$ -го компонента (давление, которое имел бы газ, входящий в состав смеси, если бы он один занимал весь объем смеси при той же температуре).

Масса смеси  $M_c$  определяется как сумма масс отдельных компонентов, входящих в нее:

$$M_c = \sum_{i=1}^n M_i.$$

Смесь газов задается массовыми, объемными или мольными долями. Отношение массы данного компонента  $M_i$  к массе смеси называется *массовой долей* данного компонента и обозначается  $m_i$

$$m_i = \frac{M_i}{M_c}, \quad \sum_{i=1}^n m_i = 1. \quad (2.2)$$

*Объемная доля*  $r_i$  — это отношение приведенного объема компонента  $V_i$  (объема, который бы он занимал при давлении и температуре смеси) к объему смеси  $V_c$ :

$$r_i = \frac{V_i}{V_c}, \quad \sum_{i=1}^n r_i = 1.$$

Мольная доля  $k_i$  — это отношение количества молей данного компонента  $N_i$  к общему количеству молей смеси  $N_c$ :

$$k_i = \frac{N_i}{N_c}.$$

При этом объемные и мольные доли численно равны  $r_i = k_i$ .

Между массовыми и объемными долями существует связь, для установления которой рассмотрим смесь, состоящую из произвольного числа компонентов. Выразим массовую долю  $i$ -го компонента через объемные доли:

$$\begin{aligned} m_i &= \frac{M_i}{\sum_{i=1}^n M_i} = \frac{M_i}{M_1 + M_2 + \dots + M_n} = \frac{N_i \mu_i}{N_1 \mu_1 + N_2 \mu_2 + \dots + N_n \mu_n} = \\ &= \frac{\frac{N_i}{N} \mu_i}{\frac{N_1}{N} \mu_1 + \frac{N_2}{N} \mu_2 + \dots + \frac{N_n}{N} \mu_n} = \frac{k_i \mu_i}{k_1 \mu_1 + k_2 \mu_2 + \dots + k_n \mu_n} = \\ &= \frac{k_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n k_i \mu_i} = \frac{r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Выражение, стоящее в знаменателе уравнения (2.3),

$$\sum_{i=1}^n r_i \mu_i = \mu_c \quad (2.4)$$

называется *кажущейся молекулярной массой смеси*.

Выразим объемную долю  $i$ -го компонента через массовые доли:

$$r_i = k_i = \frac{N_i}{\sum_{i=1}^n N_i} = \frac{\frac{M_i}{\mu_i}}{\sum_{i=1}^n \frac{M_i}{\mu_i}} = \frac{\frac{M_i}{\mu_i} \frac{1}{M}}{\sum_{i=1}^n \frac{M_i}{\mu_i} \frac{1}{M}} = \frac{\frac{m_i}{\mu_i}}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}}. \quad (2.5)$$

Здесь

$$\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}} = \mu_c \quad (2.6)$$

также есть кажущаяся молекулярная масса смеси.



С учетом формул (2.4) и (2.6) выражения для перевода массовых долей в объемные (2.3) или наоборот (2.5) приобретают вид

$$m_i = \frac{r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i} = \frac{r_i \mu_i}{\mu_c}, \quad (2.7)$$

$$r_i = \frac{\frac{m_i}{\mu_i}}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}} = \frac{m_i \mu_c}{\mu_i}. \quad (2.8)$$

Для определения парциального давления компонента смеси рассмотрим следующее предположение. Так как компоненты смеси являются идеальными газами, то для каждого из них можно записать термическое уравнение состояния

$$p_i V_c = M_i R_i T_c, \quad R_i = \frac{R_\mu}{\mu_i} = \frac{8314}{\mu_i}, \quad (2.9)$$

в котором учтено, что все компоненты смеси имеют одинаковую температуру и занимают весь объем смеси.

Разделив уравнение (2.9) для отдельного компонента смеси на аналогичное термическое уравнение состояния всей смеси, получим

$$\frac{p_i V_c}{p_c V_c} = \frac{M_i R_i T_c}{M_c R_c T_c}, \quad \frac{p_i}{p_c} = \frac{M_i R_i}{M_c R_c} = m_i \frac{R_i}{R_c}.$$

Откуда парциальное давление  $i$ -го компонента определится как

$$p_i = m_i \frac{R_i}{R_c} p_c = m_i \frac{\mu_c}{\mu_i} p_c. \quad (2.10)$$

С учетом (2.8) парциальное давление можно определить и через объемную долю

$$p_i = r_i p_c. \quad (2.11)$$

*Кажущуюся газовую постоянную смеси* можно найти либо по определению, либо через массовые доли компонентов как

$$R_c = \frac{8314}{\mu_c} = \sum_{i=1}^n m_i R_i. \quad (2.12)$$

**Пример 2.1** Воздух объемом  $0,3 \text{ м}^3$  смешивают с углекислым газом, масса которого  $0,5 \text{ кг}$ . До смешения оба газа имели давление  $6 \text{ бар}$  и температуру  $45 \text{ }^\circ\text{C}$ . Определить парциальное давление углекислого газа после смешения, кажущуюся молекулярную массу и газовую постоянную смеси. Молекулярные массы воздуха и углекислого газа — соответственно  $\mu_{\text{в}} = 28,97 \text{ кг/кмоль}$ ,  $\mu_{\text{CO}_2} = 44 \text{ кг/кмоль}$ .

### Решение

Согласно выражению (2.10), для определения парциального давления углекислого газа необходимо знать массовую долю углекислого газа в смеси и ее кажущуюся молекулярную массу. Для определения массовой доли  $m_{\text{CO}_2}$  по выражению (2.2) нужно вычислить массу смеси.

Найдем вначале массу воздуха из уравнения (2.9), предварительно определив газовую постоянную воздуха:

$$R_{\text{в}} = \frac{8314}{28,97} = 287 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

$$M_{\text{в}} = \frac{p_{\text{в}} V_{\text{в}}}{R_{\text{в}} T_{\text{в}}} = \frac{6 \cdot 10^5 \cdot 0,3}{287 \cdot 318} = 1,972 \text{ кг}.$$

Масса смеси  $M = M_{\text{в}} + M_{\text{CO}_2} = 1,972 + 0,5 = 2,472 \text{ кг}$ .

Тогда массовая доля углекислого газа

$$m_{\text{CO}_2} = \frac{0,5}{2,472} = 0,2023,$$

а массовая доля воздуха

$$m_{\text{в}} = \frac{1,972}{2,472} = 0,7977 \text{ или } m_{\text{в}} = 1 - 0,2023 = 0,7977.$$

Кажущаяся молекулярная масса смеси имеет вид

$$\mu_{\text{см}} = \frac{1}{\frac{m_{\text{в}}}{\mu_{\text{в}}} + \frac{m_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{CO}_2}}} = \frac{1}{\frac{0,7977}{28,94} + \frac{0,2023}{44}} = 31,09 \text{ кг/кмоль}.$$

Кажущаяся газовая постоянная смеси согласно формуле (2.12)

$$R_{\text{с}} = \frac{8314}{31,09} = 267,4 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Величина парциального давления углекислого газа:

$$p_{\text{CO}_2} = m_i \frac{\mu_{\text{см}}}{\mu_i} p_c = 0,2023 \cdot \frac{31,09}{44} \cdot 6 \cdot 10^5 = 85766 \text{ Па} = 0,8577 \text{ бар}.$$

**Пример 2.2** [15, с. 13–15]. В двух баллонах, соединенных трубой с вентилем, находятся: в первом, объемом  $0,5 \text{ м}^3$ , — углекислый газ  $\text{CO}_2$  при температуре  $27^\circ\text{C}$  и избыточном давлении 3 ат; во втором, объемом  $1,2 \text{ м}^3$ , — кислород при температуре  $57^\circ\text{C}$  и избыточном давлении 2 ат. Определить массовый и объемный состав смеси, газовую постоянную и молекулярную массу смеси, давление смеси и парциальные давления компонентов после открытия вентиля, если установившаяся температура смеси будет равна  $43^\circ\text{C}$ . Барометрическое давление принять равным 1 ат.

### Решение

Абсолютные давления газов в баллонах до открытия задвижки согласно формуле (1.7):

$$p_1 = p_{1\text{и}} + p_{\text{бар}} = 3 + 1 = 4 \text{ ат};$$

$$p_2 = p_{2\text{и}} + p_{\text{бар}} = 2 + 1 = 3 \text{ ат}.$$

Массы газов в баллонах находятся из уравнения состояния идеального газа (1.9):

$$M_1 = \frac{p_1 V_1}{R_1 T_1} = \frac{4 \cdot 0,981 \cdot 10^5 \cdot 0,5}{188,9 \cdot (27 + 273)} = 3,46 \text{ кг};$$

$$M_2 = \frac{p_2 V_2}{R_2 T_2} = \frac{3 \cdot 0,981 \cdot 10^5 \cdot 1,2}{259,8 \cdot (57 + 273)} = 4,12 \text{ кг}.$$

Здесь газовые постоянные компонентов рассчитываются так:

$$R_1 = \frac{8314}{\mu_1} = \frac{8314}{44} = 188,9 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К});$$

$$R_2 = \frac{8314}{\mu_2} = \frac{8314}{32} = 259,8 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Масса смеси, согласно закону сохранения масс, находится как

$$M_c = M_1 + M_2 = 3,46 + 4,12 = 7,58 \text{ кг}.$$

Тогда массовый состав смеси можно найти по определению массовой доли (2.2):

$$m_1 = \frac{M_1}{M_c} = \frac{3,46}{7,58} = 0,456;$$

$$m_2 = \frac{M_2}{M_c} = \frac{4,12}{7,58} = 0,544,$$

а объемный состав смеси — по формуле (2.5):

$$r_1 = \frac{\frac{m_1}{\mu_1}}{\sum_{j=1}^n \frac{m_j}{\mu_j}} = \frac{\frac{0,456}{44}}{\frac{0,456}{44} + \frac{0,544}{32}} = 0,378;$$

$$r_2 = \frac{\frac{m_2}{\mu_2}}{\sum_{j=1}^n \frac{m_j}{\mu_j}} = \frac{\frac{0,544}{32}}{\frac{0,456}{44} + \frac{0,544}{32}} = 0,622,$$

причем выполняются равенства

$$\sum_{i=1}^n m_i = 0,456 + 0,544 = 1; \quad \sum_{i=1}^n r_i = 0,378 + 0,622 = 1.$$

Молекулярная масса смеси согласно формуле (2.4):

$$\mu_c = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i = 0,378 \cdot 44 + 0,622 \cdot 32 = 36,54 \text{ кг/кмоль}.$$

Газовая постоянная смеси по выражению (2.12):

$$R_c = \frac{8314}{\mu_c} = \frac{8314}{36,54} = 228 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Давление смеси найдем из уравнения состояния идеального газа (1.9), записанного для смеси,

$$p_c V_c = M_c R_c T_c,$$

где объем смеси найдется как сумма объемов первого и второго баллонов (объемом трубы пренебрегаем):

$$V_c = V_1 + V_2 = 0,5 + 1,2 = 1,7 \text{ м}^3.$$

Тогда

$$p_c = \frac{M_c R_c T_c}{V_c} = \frac{7,58 \cdot 228 \cdot (43 + 273)}{1,7} = 3,21 \cdot 10^5 \text{ Па.}$$

Рассчитаем парциальные давления компонентов согласно уравнению (2.11):

$$p_1 = r_1 p_c = 0,378 \cdot 3,21 = 1,21 \text{ Па;}$$

$$p_2 = r_2 p_c = 0,622 \cdot 3,21 = 2,00 \text{ Па,}$$

причем  $p_1 + p_2 = 1,21 + 2,00 = 3,21 = p_c$ , т.е. закон Дальтона (2.1) выполняется.

### 3. Работа, теплота и внутренняя энергия

Как уже было сказано выше, закрытая термодинамическая система может обмениваться с окружающей средой энергией, при этом обмен энергией может происходить с изменением внешних параметров системы и без их изменения. Способ обмена энергией, связанный с изменением внешних параметров, называют работой, а без изменения внешних параметров — теплотой. Рассмотрим более подробно эти две формы энергетического обмена.

#### 3.1. Работа

*Работа* — это упорядоченная форма обмена энергии, связанная с направленным перемещением (с изменением объема). Обозначается в термодинамике буквой  $L$  и измеряется в джоулях (Дж).

Работа, отнесенная к единице массы вещества, называется *удельной работой*, Дж/кг:

$$l = \frac{L}{M}.$$

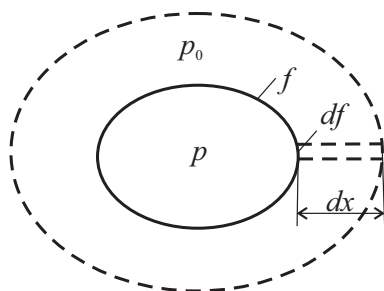


Рис. 3.1. Изменение параметров системы при увеличении объема

Пусть имеется газ, заключенный в некоторой оболочке, поверхность которой  $f$  (рис. 3.1); давление газа  $p$  больше давления окружающей среды  $p_0$ . При увеличении объема оболочки будет совершаться работа против силы внешнего давления  $F = p_0 f$ .

Если изменение объема  $dV$  считать бесконечно малым, то увеличение объема можно представить как перемеще-

ние каждой точки поверхности этого тела на расстояние  $dx$  (рис. 3.1), т.е.  $dV = f dx$ . При этом дифференциально малая работа, которую нужно затратить, чтобы переместить поверхность  $f$  тела на расстояние  $dx$  (преодолевая противодействие внешнего давления), будет иметь вид

$$\delta L = F dx = p_0 f dx = p_0 dV.$$

Для обратимого равновесного процесса должно выполняться условие механического равновесия  $p = p_0$ , тогда формула работы изменения объема приобретет вид

$$\delta L = p dV, \quad (3.1)$$

а работа системы при изменении объема от  $V_1$  до  $V_2$  будет вычисляться интегрированием

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (3.2)$$

Разделив выражения (3.1) и (3.2) на массу системы  $M$ , получим формулы для удельной работы:

$$\delta l = p dv, \quad (3.3)$$

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (3.4)$$

Графически работа изменения объема будет изображаться площадью под кривой процесса в координатах  $p-v$  (рис. 3.2), что следует из геометрического смысла определенного интеграла.

Как видно из рис. 3.2, работа будет различная в зависимости от того, по какому пути (В или А) идет процесс расширения ( $l_A \neq l_B$ ), так как различны площади под кривыми А и В. Значит, работа изменения объема является функцией процесса, а  $\delta l$  не является полным дифференциалом. Следовательно, согласно формуле (1.4), работа циклического (кругового) процесса, которая будет определяться интегрированием (3.3) по замкнутому контуру  $l = \oint p(v) dv = l_0$ , не будет равна нулю, а графически

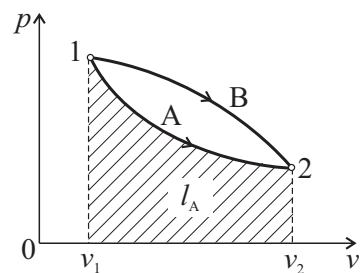


Рис. 3.2. Графическое изображение работы

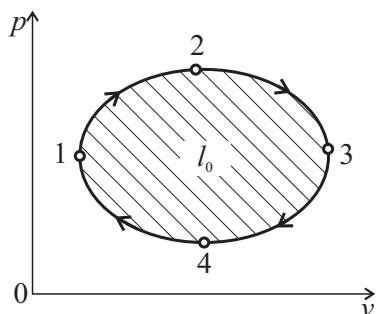


Рис. 3.3. Работа циклического (кругового) процесса

чески будет эквивалентна площади, ограниченной процессами цикла (рис. 3.3).

Величина работы может быть как положительной, так и отрицательной, знак зависит от величины изменения объема. Работа будет положительной, если она производится системой над внешними телами (т.е. объем системы увеличивается). Работа будет отрицательной, если она совершается над системой со стороны окружающей среды (объем системы уменьшается).

### 3.2. Теплота

*Теплота* является микрофизической неупорядоченной формой обмена энергией, имеющей место при контакте тел с разной температурой. Самопроизвольно теплота всегда передается от более нагретого тела к менее нагретому.

Теплота обозначается буквой  $Q$  и измеряется, так же как и работа, в джоулях (Дж).

Теплота, отнесенная к единице массы, называется *удельной теплотой*  $q$ , Дж/кг:

$$q = \frac{Q}{M}.$$

Теплота считается положительной, если она подводится к системе, и отрицательной, если она отводится от системы.

Как показывает опыт, количество теплоты, принимаемое телом от окружающей среды, будет пропорционально изменению температуры тела

$$\delta Q = C dT.$$

Величина  $C$  называется *полной теплоемкостью* и является по своей сути количеством теплоты, которое необходимо сообщить системе, чтобы изменить ее температуру на один кельвин (или один градус Цельсия, т.к. согласно формуле (1.5) разность температур по этим шкалам является одинаковой), измеряется в джоулях на кельвин (Дж/К).



Полная теплоемкость системы зависит от количества вещества в этой системе.

Количество теплоты, которое необходимо сообщить единице вещества, чтобы нагреть его на один градус называется *удельной теплоемкостью*. Поскольку вещество может характеризоваться массой  $M$ , объемом  $V$  и количеством молей  $N$ , различают три вида удельных теплоемкостей:

- удельную массовую теплоемкость  $c = \frac{C}{M} = \frac{Q}{M \cdot \Delta T}$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ ;
- удельную мольную теплоемкость  $\mu c = \frac{C}{N} = \frac{Q}{N \cdot \Delta T}$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ ;
- удельную объемную теплоемкость  $c' = \frac{C}{V_0} = \frac{Q}{V_0 \cdot \Delta T}$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$ ;

где  $V_0$  — объем вещества при нормальных физических условиях.

Удельная теплоемкость (далее просто теплоемкость) зависит от рода вещества, температуры, давления и характера термодинамического процесса. Влияние давления на значение теплоемкости начинает сказываться только при очень высоких значениях ( $p > 1000$  бар), поэтому в дальнейшем учитываться не будет.

В зависимости от характера термодинамического процесса (способа подвода или отвода теплоты) различают теплоемкость при постоянном объеме ( $c_v$ ,  $c'_v$ ,  $\mu c_v$ ) и постоянном давлении ( $c_p$ ,  $c'_p$ ,  $\mu c_p$ ).

Если газ нагревать при постоянном объеме, то вся подводимая теплота пойдет на изменение его температуры газа, т. е. на изменение внутренней энергии. Если же нагревать газ при постоянном давлении, например в цилиндре с поршнем, то газ при нагревании будет расширяться, поршень будет перемещаться, т. е. газ совершит работу. Следовательно, подводимая теплота будет затрачиваться и на изменение внутренней энергии, и на совершение работы. Отсюда ясно, что  $c_p > c_v$ .

Разность теплоемкостей  $c_p - c_v = R$  представляет собой известную формулу Майера, а отношение теплоемкостей  $k = \frac{c_p}{c_v}$  называется по-

казателем адиабаты.

Влияние температуры на теплоемкость по-разному учитывается в двух существующих теориях теплоемкости газов — классической (молекулярно-кинетической) и квантовой.

В основе классической теории теплоемкости газов (основанной на статистической физике) лежит теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы поступательного, вращательного и колебательного движения частиц вещества. В этом случае теплоемкость не будет зависеть от температуры, а будет определяться количеством атомов в молекуле газа (т. е. числом степеней свободы  $i$ ).

Тогда молярные теплоемкости  $\mu c_p$  и  $\mu c_v$  можно найти как

$$\mu c_v = R_\mu \frac{i}{2}; \quad \mu c_p = R_\mu \left( \frac{i}{2} + 1 \right). \quad (3.5)$$

Рассчитанные по формулам (3.5) значения молярных теплоемкостей для идеального газа, а также показатели адиабаты  $k$  приведены ниже в таблице.

**Значения молярных теплоемкостей газов по классической (молекулярно-кинетической) теории**

Вид газа	Число степеней свободы $i$	Показатель адиабаты $k$	Молярные теплоемкости, кДж/(кмоль·К)	
			$\mu c_v$	$\mu c_p$
1-атомный	3	1,67	12,47	20,79
2-атомный	5	1,40	20,79	29,10
3-атомный и более	6	1,33	24,94	33,26

Зная величины молярных теплоемкостей, можно легко определить массовые и объемные теплоемкости

$$c_p = \frac{\mu c_p}{\mu}, \quad c_v = \frac{\mu c_v}{\mu}$$

$$c'_p = c_p \rho_0, \quad c'_v = c_v \rho_0,$$

где  $\rho_0$  — плотность газа при н. ф. у.

Определив удельные теплоемкости, можно найти и количество теплоты, воспринимаемое системой. Причем чаще всего количество теплоты определяют с использованием массовой теплоемкости:

$$\delta q = c_x dT, \quad q = \int_{T_1}^{T_2} c_x dT = c_x (T_2 - T_1), \quad (3.6)$$

$$Q = c_x (T_2 - T_1) M, \quad (3.7)$$

здесь индекс  $x$  определяет характер процесса подвода или отвода теплоты.

Поскольку теплоемкость термодинамической системы зависит от характера процесса, то и теплота является функцией процесса, а  $\delta Q$  не является полным дифференциалом.

В действительности, как показывает эксперимент, теплоемкость зависит только от атомности газа лишь при невысоких температурах порядка 10–40 °С. При более высоких значениях температуры теплоемкость является ее функцией. Объясняется это квантовыми эффектами, учет которых приводит к тому, что число вращательных и колебательных степеней свободы молекул перестает быть постоянной величиной, а зависит от энергии столкновения молекул, т. е. от температуры.

Зависимость теплоемкости от температуры является нелинейной и может быть задана аналитически в виде многочлена. Графически такая зависимость чаще всего имеет вид, изображенный на рис. 3.4. При этом различают истинную теплоемкость, т. е. теплоемкость, соответствующую данной температуре и являющуюся величиной  $c_x(t) = \frac{\delta q}{dt}$ , и среднюю теплоемкость в интервале температур  $c_{xm}|_{t_1}^{t_2}$ .

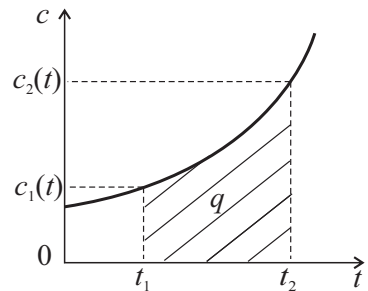


Рис. 3.4. Зависимость теплоемкости газа от температуры

Тогда количество теплоты, необходимое для нагрева 1 кг газа от  $t_1$  до  $t_2$  и изображаемое графически площадью под кривой процесса (рис. 3.4), можно найти как

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c_x(t) dt = c_{xm}|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1). \quad (3.8)$$

Средняя теплоемкость в произвольном интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$  зависит от двух параметров, поэтому ее значения сложно представить в виде справочных таблиц.

Разбив интервал интегрирования на два: от 0 °С до  $t_2$  и от 0 °С до  $t_1$ , а также применив к каждому интегралу теорему о среднем, получим

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c_x(t) dt = \int_0^{t_2} c_x(t) dt - \int_0^{t_1} c_x(t) dt = c_{xm}|_0^{t_2} (t_2 - 0) - c_{xm}|_0^{t_1} (t_1 - 0). \quad (3.9)$$

Приравняв правые части уравнений (3.8) и (3.9), найдем среднюю теплоемкость в произвольном интервале температур  $t_1 - t_2$ :

$$c_{xm}|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{xm}|_0^{t_2} t_2 - c_{xm}|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}. \quad (3.10)$$

Значения средних теплоемкостей для различных газов  $c_{xm}|_0^{t_2}$  и  $c_{xm}|_0^{t_1}$  находятся по табл. П1.1–П1.11.

Для определения *теплоемкости газовой смеси* необходимо знать ее состав и теплоемкость отдельных компонентов, составляющих смесь.

Средняя массовая теплоемкость смеси  $c_{xm}^{(c)}$  вычисляется по формуле

$$c_{xm}^{(c)}|_{t_1}^{t_2} = \sum_{i=1}^n m_i c_{xm}^{(i)}|_{t_1}^{t_2},$$

где  $c_{xm}^{(i)}|_{t_1}^{t_2}$  — средняя теплоемкость  $i$ -го компонента газа, входящего в смесь, определяется по выражению (3.10).

### 3.3. Внутренняя энергия системы

Термодинамическая система может одновременно совершать работу и обмениваться теплотой с окружающей средой, при этом будет происходить изменение ее параметров, определяемое соотношением между  $Q$  и  $L$ . Поскольку теплота и работа являются функциями процесса, то в состоянии равновесия не будет происходить обмена энергией между системой и окружающей средой ни в форме работы, ни в форме теплоты.

Однако любая термодинамическая система обладает собственной энергией, связанной с различными формами движения и взаимодействия ее структурных частиц; ее называют *внутренней энергией* системы.

Внутренняя энергия включает в себя среднюю кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения молекул; потенциальную энергию взаимодействия молекул; энергию электронных оболочек; энергию взаимодействия электронов с ядром; внутриядерную энергию и т. п.

В термодинамических процессах, т. е. в процессах изменения состояния термодинамической системы, изменяться будут только кинетическая энергия движения молекул, зависящая от температуры,

и потенциальная энергия взаимодействия молекул, зависящая от расстояния между молекулами, а значит, от объема системы. Так как два основных параметра системы однозначно определяют ее состояние, то внутренняя энергия системы является функцией состояния системы и поэтому сама может выступать в качестве параметра термодинамической системы.

Обозначается внутренняя энергия буквой  $U$  и измеряется в джоулях (Дж). Внутренняя энергия, отнесенная к единице массы, называется *удельной внутренней энергией*, Дж/кг:

$$u = \frac{U}{M}.$$

Поскольку внутренняя энергия является функцией состояния системы, то  $dU$  и  $du$  являются полными дифференциалами. Тогда выражение полного дифференциала удельной внутренней энергии в координатах ( $T$ ,  $V$ ) можно записать как

$$du = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv. \quad (3.11)$$

Следовательно, согласно свойствам полного дифференциала (1.2) и (1.3),

$$\int_1^2 du = u_2 - u_1,$$

$$\oint_\lambda du = 0.$$

**Пример 3.1.** Определить среднюю массовую теплоемкость воздуха при постоянном объеме в интервале температур от 120 до 580 °С.

#### Решение

Воспользуемся табл. П1.3, в которой приведены значения теплоемкостей воздуха с интервалом в 100 °С. Прежде всего, используя формулу линейной интерполяции, определим средние массовые теплоемкости воздуха в интервалах температур 0–120 °С и 0–580 °С:

$$c_{vm}|_0^{120} = c_{vm}|_0^{100} + \frac{c_{vm}|_0^{200} - c_{vm}|_0^{100}}{100} \cdot 20 =$$

$$= 0,719 + \frac{0,724 - 0,719}{100} \cdot 20 = 0,720 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

$$c_{vm}|_0^{580} = c_{vm}|_0^{500} + \frac{c_{vm}|_0^{600} - c_{vm}|_0^{500}}{100} \cdot 80 =$$

$$= 0,752 + \frac{0,762 - 0,752}{100} \cdot 80 = 0,760 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Далее по формуле (3.10) найдем среднюю теплоемкость воздуха в заданном интервале температур:

$$c_{vm}|_{120}^{580} = \frac{c_{vm}|_0^{580} \cdot 580 - c_{vm}|_0^{120} \cdot 120}{580 - 120} =$$

$$= \frac{0,760 \cdot 580 - 0,720 \cdot 120}{460} = 0,770 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

**Пример 3.2** [15, с. 27–28]. Определить теплоту, необходимую для нагрева смеси газов массой 5 кг при постоянном давлении от температуры 40 °С до температуры 800 °С, если смесь газов имеет следующий массовый состав: 20 % — азот N<sub>2</sub>; 80 % — углекислый газ (CO<sub>2</sub>). При расчетах:

- 1) учесть зависимость теплоемкости от температуры;
- 2) теплоемкости  $c_v$  и  $c_p$  вычислить методами молекулярно-кинетической теории.

Сравнить полученные результаты, определив относительную погрешность в вычислении теплоты.

### Решение

Количество теплоты для смеси идеальных газов находится по формуле

$$Q_p = M_c c_{pm}^{(c)} \Big|_{t_1}^{t_2} (T_1 - T_2), \text{ где } c_{pm}^{(c)} \Big|_{t_1}^{t_2} = \sum_{i=1}^n m_i c_{pm}^{(i)} \Big|_{t_1}^{t_2}.$$

1. Найдем среднюю удельную теплоемкость каждого компонента смеси в интервале температур 40–800 °С по формуле (3.10). Для этого необходимо определить средние теплоемкости в интервалах температур 0–40 °С и 0–800 °С, используя табл. П1.2 и П1.6.

Поскольку в таблицах значения удельных теплоемкостей даются с интервалом 100 °С, теплоемкости в интервале температур 0–40 °С определяем путем интерполирования. Тогда получим:

$$c_{pm}^{(1)} \Big|_0^{40} = 1,039 + \frac{1,040 - 1,039}{100} \cdot 40 = 1,039 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$c_{pm}^{(1)} \Big|_{40}^{800} = \frac{1,097 \cdot 800 - 1,039 \cdot 40}{800 - 40} = 1,100 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$c_{pm}^{(2)} \Big|_0^{40} = 0,814 + \frac{0,866 - 0,814}{100} \cdot 40 = 0,835 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$c_{pm}^{(2)} \Big|_{40}^{800} = \frac{1,085 \cdot 800 - 0,835 \cdot 40}{800 - 40} = 1,098 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Смесь газов задана массовым составом, следовательно, массовые доли компонентов  $m_1 = 0,2$  (азот);  $m_2 = 0,8$  (углекислый газ). Тогда средняя удельная теплоемкость смеси газов при постоянном давлении в заданном интервале температур примет вид

$$c_{pm}^{(c)} \Big|_{40}^{800} = \sum_{i=1}^n m_i c_{pm}^{(i)} \Big|_{40}^{800} = 0,2 \cdot 1,100 + 0,8 \cdot 1,098 = 1,098 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

а количество теплоты, необходимой для нагрева смеси газов,

$$Q_p = 5 \cdot 1,098 \cdot (800 - 40) = 4172,4 \text{ кДж}.$$

2. Для нахождения удельных массовых теплоемкостей компонентов смеси с помощью молекулярно-кинетической теории газов используем таблицу на с. 28. При этом учтем, что азот — двухатомный газ, а углекислый газ — трехатомный. Массовые удельные теплоемкости:

$$c_p^{(1)} = \frac{\mu c_p}{\mu} = \frac{29,1}{28} = 1,039 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$c_p^{(2)} = \frac{\mu c_p}{\mu} = \frac{33,26}{44} = 0,756 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Для этого случая рассчитаем среднюю теплоемкость смеси и количество необходимой для нагрева теплоты соответственно:

$$c_p^{(c)} = \sum_{i=1}^n m_i c_p^{(i)} = 0,2 \cdot 1,039 + 0,8 \cdot 0,756 = 0,813 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$Q_p = 5 \cdot 0,813 \cdot (800 - 40) = 3089,4 \text{ кДж}.$$

Относительная погрешность в вычислении количества теплоты с использованием приближенной молекулярно-кинетической теории составляет:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{4172,4 - 3089,4}{4172,4} = 0,260 \text{ или } 26 \%.$$

## 4. Первый закон термодинамики.

### Энтальпия, внешняя располагаемая работа

---

**П**ервый закон термодинамики является частным случаем закона сохранения и превращения энергии применительно к термодинамической системе. Для неподвижной системы закон гласит: теплота, сообщенная термодинамической системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и на совершение ею работы против внешних сил:

$$\begin{aligned} Q &= \Delta U + L, \\ q &= \Delta u + l. \end{aligned} \tag{4.1}$$

В дифференциальной форме уравнение первого закона термодинамики примет вид

$$\begin{aligned} \delta Q &= dU + \delta L, \\ \delta q &= du + \delta l. \end{aligned} \tag{4.2}$$

Если из уравнения (4.1) выразить работу, то  $L = Q - \Delta U$ , т. е. система, переходя из одного состояния в другое, может совершать работу как за счет собственной внутренней энергии, так и за счет подводимой теплоты.

Гипотетическая машина, которая могла бы совершать работу, не потребляя никакой энергии, называется *вечным двигателем I рода*. Тогда первый закон термодинамики можно сформулировать в следующем виде: вечный двигатель первого рода невозможен.

Из первого закона термодинамики следует, что внутренняя энергия системы является однозначной функцией состояния и изменяется в результате внешних воздействий. В случае ее неоднозначности при совершении кругового (циклического) процесса система могла бы вернуться в исходное состояние с другим значением внутренней энергии:  $U_2 > U_1$ . Тогда появился бы излишек внутренней энергии, который



можно использовать для совершения работы, что привело бы к возможности построения вечного двигателя I рода.

Рассмотрим газ, который находится внутри цилиндра с поршнем и имеет параметры  $p, V, T$  (рис. 4.1). Площадь основания цилиндра равна  $f$ . На поршень давит груз массой  $M_{\text{гр}}$ , находящийся на высоте  $z$  относительно дна цилиндра.

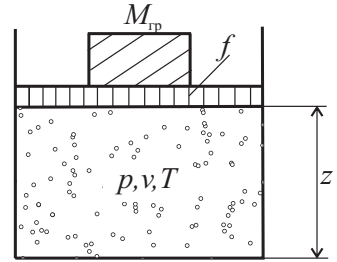


Рис. 4.1. Расширенная термодинамическая система

Найдем энергию *расширенной термодинамической системы*  $E^*$ , включающей в себя внутреннюю энергию самой термодинамической системы  $U$  и энергию оболочки, удерживающей систему в заданном объеме (в данном случае — это потенциальная энергия поршня с грузом относительно дна цилиндра  $M_{\text{гр}}qz$ ):

$$E^* = U + M_{\text{гр}}qz = U + \frac{M_{\text{гр}}qzf}{f} = U + p_{\text{гр}}V, \quad (4.3)$$

где  $p_{\text{гр}}$  — давление груза на поршень,  $\frac{M_{\text{гр}}q}{f} = p_{\text{гр}}$ , а  $fz = V$ .

В состоянии равновесия давление, которое создает груз, уравновешено силой давления газа на поршень, т.е.  $p_{\text{гр}} = p$ . Тогда  $E^* = U + pV$ .

В данном примере  $pV$  — это потенциальная энергия поршня с грузом. В общем случае — это потенциальная энергия оболочки, удерживающей систему в заданном объеме.

Энергия расширенной термодинамической системы, выраженная через параметры состояния самой системы, называется *энтальпией* и обозначается буквой  $H$ , измеряется энтальпия в джоулях:

$$H = U + pV.$$

Энтальпия единицы массы называется *удельной энтальпией*  $h$ , Дж/кг:

$$h = u + pv. \quad (4.4)$$

Энтальпия системы зависит от параметров состояния системы  $H = f(p, V, T)$ . Таким образом, она является функцией состояния системы, а дифференциалы  $dH, dh$  являются полными. Полный дифференциал удельной энтальпии в координатах  $T, p$  будет иметь вид

$$dh = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp. \quad (4.5)$$

Тогда, согласно свойствам полного дифференциала (1.2) и (1.3),

$$\int_1^2 dh = h_2 - h_1,$$

$$\oint_{\lambda} dh = 0.$$

Запишем уравнение первого закона термодинамики (4.2) в дифференциальной форме с учетом выражения для работы изменения объема (3.1):

$$\delta Q = dU + \delta L = dU + p dV. \quad (4.6)$$

Выразим слагаемое  $p dV$  из выражения для дифференциала произведения двух функций  $d(pV) = p dV + V dp$ , подставим его в выражение (4.6) и выполним несложные математические преобразования:

$$\delta Q = dU + p dV = dU + d(pV) - V dp = d(U + pV) - V dp.$$

Учтя, что  $U + pV = H$ , получим  $\delta Q = dH - V dp$ .

Обозначим  $-V dp = \delta L'$ , тогда

$$L' = - \int_{p_1}^{p_2} V(p) dp.$$

Величина  $L'$  называется *внешней полезной, или располагаемой, работой*.

*Удельная величина располагаемой работы*

$$l' = \frac{L}{M} = - \int_{p_1}^{p_2} v(p) dp. \quad (4.7)$$

Физический смысл внешней полезной работы можно выяснить на следующем примере. Предположим, что давление газа в цилиндре под поршнем (см. рис. 4.1) увеличилось за счет нагревания. Для того чтобы объем системы при этом остался неизменным, надо увеличить вес груза, находящегося на поршне, т. е. разместить там дополнительный груз. При этом работа, затраченная на изменение веса груза и совершенная за пределами термодинамической системы, приведет к изменению потенциальной энергии поршня с грузом.

Проделав математические преобразования, аналогичные в формуле (4.3), получим

$$\delta L' = -d(M_{\text{гр}}gz) = -z d\left(\frac{M_{\text{гр}}g}{f}\right) = -z f dp_{\text{гр}} = -V dp.$$

Таким образом, внешняя полезная работа — это работа, совершаемая за пределами системы в целях удержания системы в заданном объеме.

С другой стороны,

$$\delta L' = -V dp = -(d(pV) - p dV) = p dV - d(pV) = \delta L - dL_{\text{пр}},$$

где  $dL_{\text{пр}}$  — работа, затрачиваемая на изменение потенциальной энергии оболочки системы и называемая *работой проталкивания*, дифференциал которой является полным,  $d(pV) = dL_{\text{пр}}$ . Таким образом, внешняя полезная работа есть разность между работой изменения объема и работой проталкивания.

Графически внешняя полезная (располагаемая) работа изображается площадью слева от кривой процесса в координатах  $p-v$  (рис. 4.2).

Внешняя полезная работа обладает всеми теми же свойствами, что и работа изменения объема: она является функцией процесса, ее дифференциал является неполным, она может быть как положительной, так и отрицательной.

С учетом понятия внешней полезной работы, первый закон термодинамики будет иметь еще одну форму:

$$\begin{aligned} \delta Q &= dH + \delta L', & Q &= \Delta H + L', \\ \delta q &= dh + \delta l', & q &= \Delta h + l'. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Запись первого закона термодинамики через энтальпию очень удобна при анализе процессов, осуществляющихся в реальных устройствах (тепловых двигателях, холодильных машинах и т. п.). Например, в процессах, протекающих при постоянном давлении,  $\delta l' = 0$ , и тогда теплота определяется как разность энтальпий  $q = \Delta h = h_2 - h_1$ . В адиабатном процессе  $\delta q = 0$ , и тогда внешняя полезная работа совершается за счет изменения энтальпии системы  $l' = h_2 - h_1$ .

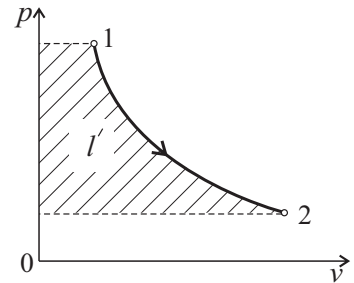


Рис. 4.2. Графическое изображение внешней полезной работы

Запишем уравнение первого закона термодинамики с учетом выражений для полных дифференциалов внутренней энергии (3.9) и энтальпии (4.5):

$$\delta q = du + \delta l = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv + \delta l,$$

$$\delta q = dh + \delta l' = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + \delta l'.$$

Используя выражения для работы изменения объема  $\delta l = p dv$ , внешней полезной работы  $\delta l' = -v dp$  и теплоты  $\delta q = c_x dT$ , получим

$$c_x dT = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv + p dv = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] dv, \quad (4.9)$$

$$c_x dT = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp - v dp = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left[ \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - v \right] dp. \quad (4.10)$$

Рассмотрим процесс, происходящий при постоянном объеме  $v = \text{const}$ . В этом случае  $dv = 0$ ,  $c \equiv c_v$ . Тогда из уравнения (4.9) получим

$$c_v = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v, \quad (4.11)$$

т. е. теплоемкость при постоянном объеме равна частной производной внутренней энергии по температуре.

Рассмотрим процесс, происходящий при постоянном объеме  $p = \text{const}$ . В этом случае  $dp = 0$ ,  $c \equiv c_p$ . Тогда из уравнения (4.10) получим

$$c_p = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p, \quad (4.12)$$

т. е. теплоемкость при постоянном давлении равна частной производной энтальпии по температуре.

Поскольку внутренняя энергия и энтальпия идеального газа зависят только от температуры (экспериментально установленный закон Джоуля), то в выражениях (4.11) и (4.12) частные производные превращаются в полные:

$$c_v = \frac{du}{dT}, \quad c_p = \frac{dh}{dT}.$$

Отсюда получим

$$\begin{aligned} du &= c_v dT, & \Delta u &= u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1); \\ dh &= c_p dT, & \Delta h &= h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Поскольку внутренняя энергия и энтальпия являются функциями состояния термодинамической системы, их изменение не зависит от характера процесса, и формулы (4.13) могут использоваться для любого процесса идеального газа.

**Пример 4.1.** Работа расширения 0,1 кмоль воздуха равна 17 кДж. Определить изменение удельной внутренней энергии системы, если в процессе расширения от воздуха отводится 63 кДж теплоты.

**Решение**

Согласно первому закону термодинамики (4.1)

$$q = \Delta u + l,$$

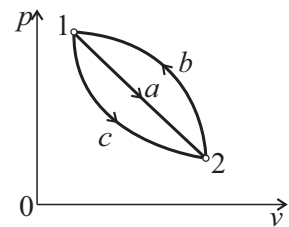
откуда получим

$$\Delta u = q - l = \frac{Q - L}{M} = \frac{-63 - 17}{0,1 \cdot 28,95} = -27,6 \text{ кДж/кг}.$$

Поскольку  $\Delta u < 0$ , это означает, что внутренняя энергия в данном процессе уменьшается.

*Примечание:* количество теплоты подставляется со знаком «минус», так как теплота от воздуха отводится.

**Пример 4.2** [15, с. 38–39]. Газ, состояние которого определяется на  $p$ - $v$  диаграмме точкой 1, переходит в состояние 2 по пути 1  $a$  2. При этом к газу подводится 80 кДж теплоты, а работа, совершенная газом, составляет 30 кДж. Затем газ возвращается в исходное состояние по пути 2  $b$  1.



Какое количество теплоты необходимо подвести или отвести в процессе 2  $b$  1, если работа, затраченная на сжатие газа в этом процессе, составляет 50 кДж?

**Решение**

Запишем уравнения первого закона термодинамики (4.1) для процессов 1  $a$  2 и 2  $b$  1:

$$Q_{1a2} = \Delta U_{1a2} + L_{1a2};$$

$$Q_{1b2} = \Delta U_{1b2} + L_{1b2}.$$

Поскольку изменение внутренней энергии не зависит от характера процесса, а определяется только параметрами состояния, то

$$\Delta U_{1a2} = -\Delta U_{2b1} \quad \text{или} \quad Q_{1a2} - L_{1a2} = L_{2b1} - Q_{2b1}.$$

Далее выразим  $Q_{2b1}$ :

$$Q_{2b1} = L_{2b1} - Q_{1a2} + L_{1a2} = -50 - 80 + 30 = -100 \text{ кДж}.$$

Причем теплота в процессе  $2b1$  отводится (так как  $Q_{2b1} < 0$ ).

## 5. Второй закон термодинамики. Энтропия

В отличие от первого закона термодинамики, который характеризует процессы превращения энергии с количественной стороны, второй закон характеризует направленность тепловых процессов. Он так же, как и первый, сформулирован на основе опыта.

Прежде чем дать формулировку второго закона, рассмотрим схему *теплового двигателя* — устройства, предназначенного для получения полезной работы за счет теплоты некоторого источника в непрерывно повторяющемся, циклическом, процессе.

Любой тепловой двигатель состоит из трех частей (рис. 5.1):

- верхнего источника теплоты с температурой  $T_1$  (в качестве которого выступают процессы горения органического топлива, ядерные реакции и т. д.);
- рабочего тела (газа или пара), совершающего круговой процесс;
- нижнего источника теплоты с температурой  $T_2 < T_1$  или теплоприемника (как правило, это окружающая среда).

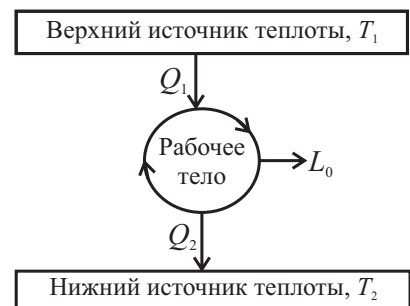


Рис. 5.1. Принципиальная схема теплового двигателя

Теплота (например, получаемая в результате горения топлива) от верхнего источника теплоты в количестве  $Q_1$  подводится к рабочему телу. Часть теплоты превращается в работу  $L_0$ , а остальная часть отдается нижнему источнику. Таким образом, в работу превращается лишь часть теплоты:

$$Q_0 = Q_1 - Q_2 = L_0.$$

Данное выражение является записью первого закона термодинамики применительно к циклу теплового двигателя. Причем в нем учте-

но, что теплота  $Q_2$  отводится от рабочего тела, следовательно, она является отрицательной.

Вся теплота, отводимая от верхнего источника, не может быть превращена в работу, т. е.  $Q_2 \neq 0$ . Двигатель, у которого отсутствует нижний источник, называется *вечным двигателем второго рода*.

Вильям Томсон в 1851 году предложил следующую формулировку *второго закона термодинамики*: невозможен периодически действующий тепловой двигатель, единственным результатом которого является совершение работы за счет теплоты одного источника.

Немецкий физик В. Оствальд в 1901 году данное утверждение сформулировал в следующем виде: невозможен вечный двигатель второго рода, т. е. устройство, которое периодически превращает теплоту некоторого источника в работу, не производя при этом никаких изменений в окружающей среде.

Еще одна формулировка была предложена в 1850 году Р. Клаузиусом: теплота не может самопроизвольно, некомпенсированно (т. е. без затрат работы) переходить от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой.

Есть и другие формулировки второго закона термодинамики. Все они являются эквивалентными.

В качестве характеристики эффективности теплового двигателя, цикл которого состоит из обратимых равновесных процессов, используют величину термического КПД (*термического коэффициента полезного действия*  $\eta_t$ ). Он показывает, какая часть подводимой к рабочему телу теплоты превращается в работу в теоретическом цикле, и определяется по формуле

$$\eta_t = \frac{L_0}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Согласно второму закону термодинамики  $Q_2 \neq 0$ , поэтому термический коэффициент полезного действия всегда меньше единицы:  $\eta_t < 1$ .

Для получения математического выражения второго закона термодинамики запишем уравнение первого закона термодинамики  $\delta Q = dU + p dV$  и подставим в него  $dU$  в виде (3.11). Тогда

$$\delta Q = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + p dV = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] dV. (5.1)$$



Если применить выражение (5.1) для адиабатного процесса ( $\delta Q = 0$ ), то

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] dV = 0.$$

Решением этого характеристического уравнения будет семейство интегральных кривых — адиабат, причем эти адиабаты не пересекаются (т. к. переменные  $V$  и  $T$  в дифференциальном уравнении являются независимыми). А это значит (см. главу 1), что для неполного дифференциала  $\delta Q$  существует интегрирующий множитель  $\mu$ , с помощью которого неполный дифференциал теплоты можно превратить в полный дифференциал некоторой функции  $S$ , которую мы назовем энтропией (физический смысл энтропии будет понятен позже):

$$\mu \delta Q = dS.$$

Поскольку процедура нахождения интегрирующего множителя  $\mu$  в рамки данного курса не входит, то данную величину можно просто подобрать. Простейшим интегрирующим множителем для теплоты является функция  $\mu = \frac{1}{T}$ , после подстановки которой в выражение (5.2), получим

$$dS = \frac{\delta Q}{T}, \quad (5.3)$$

где  $dS$  — энтропия, Дж/К.

Таким образом, у термодинамической системы существует еще одна функция состояния — энтропия.

Выражение (5.3) является *математической записью второго закона термодинамики* для обратимых процессов. Из данного уравнения можно представить теплоту как

$$\delta Q = T dS, \quad Q = \int_{S_1}^{S_2} T dS. \quad (5.4)$$

Разделив в (5.4) левую и правую часть на массу системы  $M$ , получим выражения для удельной теплоты

$$\delta q = T ds, \quad q = \int_{s_1}^{s_2} T ds, \quad (5.5)$$

где  $s$  — удельная энтропия системы, Дж/(кг·К);  $s = \frac{S}{M}$ .

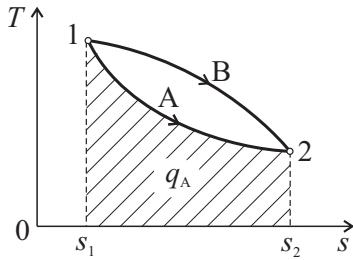


Рис. 5.2. Графическое изображение теплоты процесса

В соответствии с формулой (5.5) количество удельной теплоты можно изобразить графически как площадь под кривой процесса в координатах  $T-s$  (рис. 5.2). Из рис. 5.2 следует, что количество теплоты, подводимое или отводимое в процессе, зависит не только от параметров состояний 1 и 2, но и от пути процесса (площадь под кривой А не равна площади под кривой В, т. е.  $q_A \neq q_B$ ). Таким образом, мы еще раз убеждаемся, что теплота, как и работа, является функцией процесса, а  $\delta q$  не является полным дифференциалом. Данный вывод уже был сделан ранее с использованием понятия теплоемкости (см. главу 3).

Теплота циклического (кругового) процесса  $q = \oint_{1-4} T(s) ds = q_0$  будет эквивалентна площади, ограниченной процессами (рис. 5.3).

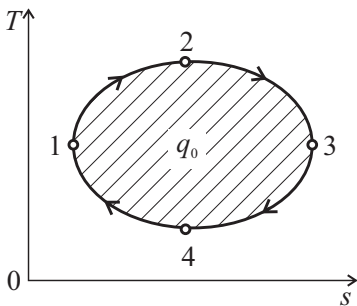


Рис. 5.3. Графическое изображение теплоты цикла

Из уравнений (5.4), (5.5) следует, что знак теплоты будет определяться знаком изменения энтропии, т. к. абсолютная температура  $T$  всегда положительна. В связи с этим если энтропия в некотором процессе увеличивается, то  $\delta q > 0$  и теплота подводится к системе. Если же энтропия уменьшается, то  $\delta q < 0$  и теплота отводится от системы.

Докажем на примере идеального газа, что энтропия действительно является функцией состояния системы, т. е. ее изменение не зависит от характера процесса. Проинтегрируем выражение для удельной энтропии с использованием первого закона термодинамики (4.2), а также полученных ранее выражений для внутренней энергии идеального газа (4.13) и работы изменения объема (3.3):

$$\Delta s = \int_1^2 ds = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = \int_1^2 \frac{du + \delta l}{T} = \int_1^2 \frac{c_v dT}{T} + \int_1^2 \frac{p dv}{T}.$$

Учтем, что теплоемкость  $c_v$  для конкретного процесса является постоянной величиной, а подынтегральную функцию  $p/T$  во втором интеграле можно заменить на соотношение  $R/v$ , выраженное из уравнения состояния идеального газа  $p v = RT$ :

$$\Delta s = c_v \int_1^2 \frac{dT}{T} + \int_1^2 \frac{R dv}{v} = c_v \int_1^2 \frac{dT}{T} + R \int_1^2 \frac{dv}{v}.$$

После интегрирования получим

$$\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (5.6)$$

Если воспользоваться первым законом термодинамики, записанным в форме для энтальпии и внешней располагаемой работы, и проделать подобные преобразования, получим

$$\begin{aligned} \Delta s &= \int_1^2 ds = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = \int_1^2 \frac{dh + \delta l'}{T} = \int_1^2 \frac{c_p dT}{T} - \int_1^2 \frac{v dp}{T}, \\ \Delta s &= c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \end{aligned} \quad (5.7)$$

В выражениях (5.6), (5.7) изменение энтропии зависит только от параметров идеального газа в начале и в конце процесса и не зависит от характера самого процесса. Следовательно, энтропия действительно является функцией состояния системы, а ее дифференциал является полным.

Теперь рассмотрим термодинамическую систему, которая может переходить из состояния 1 в состояние 2 обратимо и необратимо (рис. 5.4).

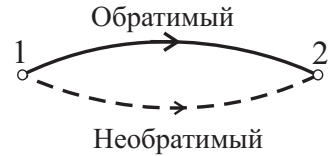


Рис. 5.4. Обратимый и необратимый процессы

Запишем первый закон термодинамики для этих двух случаев:

$$\delta Q = dU + \delta L, \quad \delta Q_{\text{н}} = dU_{\text{н}} + \delta L_{\text{н}},$$

и вычтем из первого выражения второе:

$$\delta Q - \delta Q_{\text{н}} = (dU - dU_{\text{н}}) - (\delta L - \delta L_{\text{н}}).$$

Работа и теплота являются функциями процесса, поэтому их значения для необратимого и обратимого процессов будут отличаться. Внутренняя энергия является функцией состояния системы, поэтому ее изменение не зависит от характера процесса, т. е.  $dU = dU_{\text{н}}$ .

Поскольку работа, совершаемая в обратимом процессе, всегда больше, чем в необратимом (в необратимом процессе часть энергии затра-

чивается, например, на преодоление трения), то  $\delta L - \delta L_n > 0$ , следовательно,  $\delta Q - \delta Q_n > 0$  и  $\delta Q > \delta Q_n$ .

Учтем, что в обратимом процессе  $\delta Q = T dS$ , тогда  $T dS > \delta Q_n$ , откуда получаем выражение, являющееся математической записью второго закона термодинамики для необратимых процессов:

$$dS > \frac{\delta Q_n}{T}. \quad (5.8)$$

С учетом выражений (5.3) и (5.8) получаем объединенное выражение второго закона термодинамики

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T}$$

или для удельных величин теплоты и энтропии

$$ds \geq \frac{\delta q}{T}, \quad (5.9)$$

где знак равенства относится к обратимым процессам, а знак неравенства — к необратимым.

На основе неравенства (5.9) можно сделать вывод о том, что понятие *энтропия* приобретает важный *физический смысл*: она характеризует меру необратимости термодинамических процессов.

Рассмотрим замкнутую (изолированную) термодинамическую систему, для которой  $\delta Q = 0$  и, следовательно,  $dS \geq 0$ . Знак неравенства говорит о том, что энтропия как функция возрастает, а случай  $dS = 0$  соответствует состоянию равновесия (с точки зрения математики — это состояние экстремума функции).

Таким образом, энтропия замкнутой системы возрастает в необратимых процессах и приобретает максимальное значение при достижении равновесия. Данное утверждение носит название *принципа возрастания энтропии*.

Совместное использование первого закона термодинамики, записанного через внутреннюю энергию (см. формулу (4.2)) или через энтальпию (см. формулу (4.8)), а также второго закона термодинамики, из которого можно выразить теплоту с помощью уравнений (5.4) или (5.5), дает соотношения, которые называются *термодинамическими тождествами*

$$\begin{aligned} T dS &= dU + \delta L, & T dS &= dH + \delta L', \\ T ds &= du + \delta l, & T ds &= dh + \delta l'. \end{aligned}$$

## 6. Термодинамические процессы идеального газа

---

**П**од термодинамическим процессом, как уже было сказано выше, понимается любое изменение состояния термодинамической системы. На практике чаще всего имеют дело с процессами, в которых меняются все термодинамические параметры, осуществляется теплообмен с окружающей средой, а теплоемкость остается постоянной. Такие процессы называются *политропными*.

Среди политропных процессов большое значение имеют такие, в которых один из параметров состояния остается неизменным: *изохорный* ( $v = \text{const}$ ), *изобарный* ( $p = \text{const}$ ) и *изотермический* ( $T = \text{const}$ ), а также *адиабатный* — процесс без теплообмена с окружающей средой ( $q = 0$ ).

Для анализа этих процессов устанавливается общий порядок, который включает в себя следующее:

- записывается уравнение процесса;
- устанавливается зависимость между основными термодинамическими параметрами в начале и в конце процесса;
- определяется работа изменения объема и внешняя располагаемая работа;
- определяется количество теплоты, подводимой или отводимой в процессе;
- рассчитывается изменение внутренней энергии, энтальпии и энтропии;
- процесс изображается в координатах  $p-v$  и  $T-s$ .

## 6.1. Политропный процесс

Как уже было сказано выше, политропным является процесс, в котором остается неизменной теплоемкость ( $c_n = \text{const}$ ).

Для получения уравнения политропного процесса запишем первое начало термодинамики в форме для внутренней энергии (4.2) и для энтальпии (4.8):

$$\begin{cases} \delta q = du + \delta l, \\ \delta q = dh - \delta l'. \end{cases}$$

Дифференциалы удельных величин — работы изменения объема, внешней полезной работы и теплоты — можно записать как

$$\begin{aligned} \delta l &= p dv, \\ \delta l' &= -v dp, \\ \delta q &= c_n dT. \end{aligned}$$

Учитывая, что для идеального газа  $du = c_v dT$ ;  $dh = c_p dT$ , получим систему уравнений

$$\begin{cases} c_n dT = c_v dT + p dv, \\ c_n dT = c_p dT - v dp \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} (c_n - c_v) dT = p dv, \\ (c_n - c_p) dT = -v dp. \end{cases}$$

Разделив второе уравнение на первое, получим

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = -\frac{v dp}{p dv}. \quad (6.1)$$

Введем обозначение

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = n. \quad (6.2)$$

Приравняв левые части уравнений (6.1) и (6.2), получим

$$n = -\frac{v dp}{p dv},$$

или

$$-n \frac{dv}{v} = \frac{dp}{p}.$$

Интегрируя левую и правую части уравнения и считая, что  $n = \text{const}$ , получим

$$n \ln \frac{v_1}{v_2} = \ln \frac{p_2}{p_1}$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^n. \quad (6.3)$$

Таким образом, уравнение политропного процесса имеет вид

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n, \quad (6.4)$$

или

$$p v^n = \text{const}. \quad (6.5)$$

Величина  $n$ , входящая в уравнение политропного процесса (6.4), (6.5) и определяемая по (6.2), называется *показателем политропы* и может принимать любые значения ( $-\infty \leq n \leq +\infty$ ).

Найдем соотношения между основными термодинамическими параметрами в начале и в конце политропного процесса. Связь между давлением и объемом в политропном процессе была получена выше — см. формулы (6.3), (6.4). Если выражение (6.4) записать как

$$p_1 v_1^{n-1} = p_2 v_2^{n-1}$$

и учесть, что для идеального газа, согласно уравнению состояния,  $p_1 v_1 = RT_1$ ,  $p_2 v_2 = RT_2$ , получим связь между температурой и объемом в политропном процессе

$$T_1 v_1^{n-1} = T_2 v_2^{n-1},$$

или

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}. \quad (6.6)$$

Совместное использование выражений (6.3) и (6.6) даст соотношение между давлением и температурой

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (6.7)$$

Определим работу изменения объема и располагаемую работу. Согласно выражению (3.3) работа изменения объема  $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ . Зависимость давления от удельного объема выразим из уравнения политропного процесса (6.4)  $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = p v^n$ , откуда  $p = \frac{p_1 v_1^n}{v^n}$ . Подставим эту зависимость в подынтегральное выражение для работы и произведем интегрирование:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^n}{v^n} dv = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n} = \frac{p_1 v_1^n}{-n+1} (v_2^{-n+1} - v_1^{-n+1}).$$

Выполнив несложные математические преобразования и учтя соотношение между параметрами (6.3), получим

$$\begin{aligned} l &= \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2), \\ l &= \frac{1}{n-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{1}{n-1} R T_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Поскольку проделанный выше вывод уравнения политропного процесса показал, что

$$n = - \frac{v dp}{p dv} = \frac{\delta l'}{\delta l},$$

то

$$l' = n l. \quad (6.9)$$

Учитывая соотношение (6.9), можно записать выражения для расчета удельной располагаемой работы

$$\begin{aligned} l' &= \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{n R}{n-1} (T_1 - T_2), \\ l' &= \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{n}{n-1} R T_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \end{aligned} \quad (6.10)$$



Формулу для расчета удельного количества теплоты политропного процесса можно найти путем интегрирования дифференциала  $\delta q = c_n dT$ , выразив при этом теплоемкость политропного процесса из соотношения (6.2):

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_n dT = c_n (T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1), \quad (6.11)$$

где  $k = \frac{c_p}{c_v}$  — показатель адиабаты (см. главу 3).

Поскольку внутренняя энергия, энтальпия и энтропия являются функциями состояния системы, их изменение не зависит от характера процесса и рассчитывается согласно выражениям (4.13), (5.6), (5.7) как

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1), \quad (6.12)$$

$$\Delta h = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1), \quad (6.13)$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (6.14)$$

Для расчета полных величин работы, внешней полезной работы, теплоты, а также изменения термодинамических функций состояния необходимо удельные значения, полученные по выражениям (6.7), (6.10)–(6.14), умножить на массу термодинамической системы.

Надо заметить, что теплоемкости  $c_v$ ,  $c_p$ , входящие во все полученные выражения, являются постоянными величинами, определяемыми либо с использованием молекулярно-кинетической теории газов, либо с учетом уравнения (3.10) для расчета средней теплоемкости в интервале температур  $t_1$ – $t_2$ .

Прежде чем изобразить произвольный политропный процесс в  $p$ – $v$  и  $T$ – $s$  координатах, рассмотрим его частные случаи.

## 6.2. Адиабатный процесс

*Адиабатным* называется процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой ( $\delta q = 0$ ,  $q = 0$ ).

Поскольку, согласно второму закону термодинамики для обратимых процессов,  $ds = \frac{\delta q}{T}$ , то для адиабатного процесса  $ds = 0$ . Это зна-

чит, что в данном процессе энтропия остается постоянной. Таким образом, обратимый адиабатный процесс является *изоэнтропным* ( $s = \text{const}$ ).

Для получения уравнения адиабатного процесса вновь запишем первое начало термодинамики в форме для внутренней энергии (см. формулу (4.2)) и для энтальпии (см. формулу (4.11)):

$$\begin{cases} \delta q = du + \delta l, \\ \delta q = dh - \delta l'. \end{cases}$$

Учтем, что  $\delta q = 0$ ,  $\delta l = p dv$ ,  $\delta l' = -v dp$ ,  $du = c_v dT$ ,  $dh = c_p dT$ . Тогда получим

$$\begin{cases} 0 = c_v dT + p dv, \\ 0 = c_p dT - v dp \end{cases}$$

или

$$c_v dT = -p dv, \quad (6.15)$$

$$c_p dT = v dp. \quad (6.16)$$

Деление уравнения (6.16) на уравнение (6.15) дает

$$\frac{c_p}{c_v} = k = -\frac{v dp}{p dv}.$$

Разделив в этом выражении переменные и проинтегрировав его, получим уравнение адиабатного процесса

$$pv^k = \text{const}. \quad (6.17)$$

Сравнив выражения (6.5) и (6.7), можно сделать вывод, что адиабатный процесс — это политропный процесс, показатель политропы которого  $n = k$ .

Из аналогии этих двух процессов следует, что соотношения между основными параметрами можно записать, заменив в формулах (6.3), (6.6), (6.7)  $n$  на  $k$ :

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^k, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Работа изменения объема и внешняя располагаемая работа в адиабатном процессе также определяются по аналогичным формулам, что и в политропном процессе:

$$\begin{aligned}
 l &= \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2), \\
 l &= \frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{1}{k-1} R T_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]; \\
 l' &= \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{kR}{k-1} (T_1 - T_2), \\
 l' &= \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} R T_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (6.18)
 \end{aligned}$$

Изменение удельной внутренней энергии и удельной энтальпии определяется по формулам (4.13).

Изображение адиабатного процесса в  $p-v$  и  $T-s$  координатах, сопровождающегося увеличением объема термодинамической системы и получением полезной работы, показано на рис. 6.1. В случае сжатия системы, т. е. уменьшения ее объема, процесс пойдет в обратном направлении.

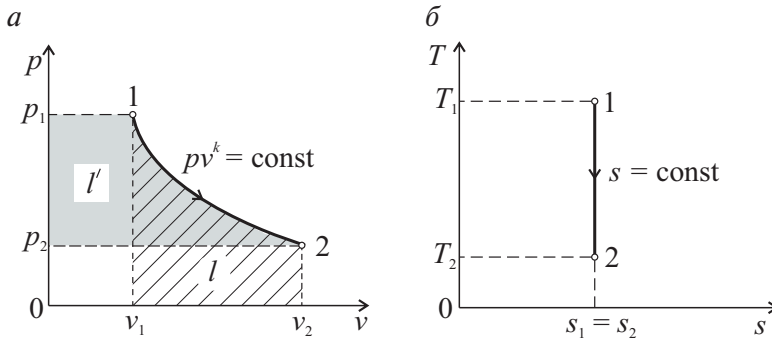


Рис. 6.1. Адиабатный процесс в координатах  $p-v$  (а),  $T-s$  (б)

### 6.3. Изотермический процесс

*Изотермическим* называется процесс, в котором остается неизменной температура ( $T = \text{const}$ ,  $dT = 0$ ).

Для получения соотношения между параметрами в изотермическом процессе воспользуемся уравнением состояния идеального газа в форме (1.8)

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Поскольку  $T_1 = T_2$ , уравнение изотермического процесса приобретает вид

$$p_1 V_1 = p_2 V_2,$$

или для 1 кг вещества

$$p_1 v_1 = p_2 v_2; \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Таким образом, в изотермическом процессе изменение давления обратно пропорционально изменению объема.

Работу изменения объема можно найти, подставив в интеграл (3.4) давление, выраженное из уравнения состояния идеального газа  $p = \frac{RT}{v}$ :

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (6.19)$$

Аналогично можно найти внешнюю полезную (располагаемую) работу:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{RT}{p} dp = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (6.20)$$

Сравнив полученные выражения (6.16) и (6.17), можно заметить, что в данном процессе работа изменения объема и внешняя полезная работа равны ( $l = l'$ ).

Поскольку в изотермическом процессе теплоемкость стремится к бесконечности, для расчета удельного количества теплоты процесса необходимо воспользоваться формулой (5.5):

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T ds = T (s_2 - s_1) = T \cdot \Delta s.$$

Поскольку в изотермическом процессе температура системы не меняется, то изменение внутренней энергии и энтальпии будет равно нулю:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1) = 0,$$

$$\Delta h = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) = 0.$$

Изменение энтропии можно найти из уравнений (5.6), (5.7), учитывая, что при  $T_1 = T_2$  и  $\ln \frac{T_2}{T_1} = 0$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Если воспользоваться первым законом термодинамики в формах (4.2), (4.8) и учесть, что  $\Delta u = 0$ ,  $\Delta h = 0$ , получим

$$q = \Delta h + l = l,$$

$$q = \Delta h + l' = l',$$

т.е. количество теплоты в изотермическом процессе можно считать и по выражениям (6.19) или (6.20).

Графически изотермический процесс увеличения объема термодинамической системы представлен на рис. 6.2. Процесс сопровождается получением полезной работы и подводом теплоты. Процесс сжатия, сопровождающийся отводом теплоты и затратами работы, будет совершаться в обратном направлении.

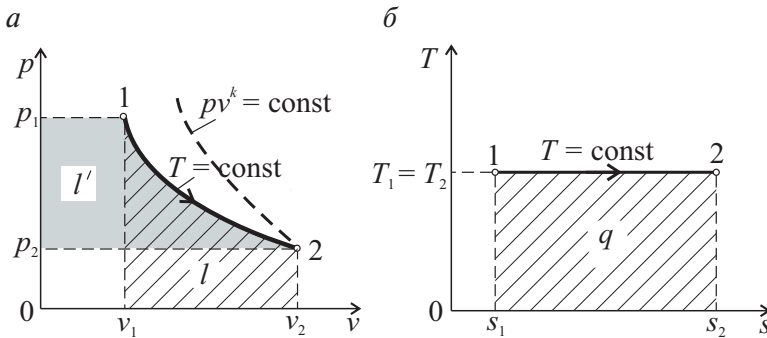


Рис. 6.2. Изотермический процесс в координатах  $p-v$  (а);  $T-s$  (б)

Если сравнить изображение адиабатического и изотермического процессов в  $p-v$  координатах (см. рис. 6.1, а и 6.2, а), то видно, что оба процесса изображаются одинаковыми логарифмическими кривыми, но адиабата идет круче, чем изотерма.

## 6.4. Изохорный процесс

*Изохорным (изохорическим)* называется процесс, в котором остается неизменным как полный объем системы ( $V = \text{const}$ ,  $dV = 0$ ), так и удельный объем ( $v = \text{const}$ ,  $dv = 0$ ).

Для получения соотношения между параметрами в изохорном процессе вновь воспользуемся уравнением состояния идеального газа в форме (1.8)

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Так как  $V_1 = V_2$ , уравнение изохорного процесса приобретает вид

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$$

или, что то же самое,

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Таким образом, в изохорном процессе изменение давления пропорционально изменению температуры.

Работа изменения объема в изохорном процессе

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0.$$

Внешняя полезная работа с учетом уравнения состояния идеального газа  $pv = RT$  рассчитывается по формуле

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = v(p_1 - p_2) = R(T_1 - T_2).$$

Теплота процесса согласно уравнению (3.6) определится как

$$q = c_v (T_2 - T_1).$$

Изменение внутренней энергии и энтальпии можно найти согласно выражениям (4.13):

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1),$$

$$\Delta h = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии по формуле (5.7) с учетом того, что при  $v_1 = v_2$   $\ln \frac{v_2}{v_1} = 0$ , будет рассчитываться как

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Изображение изохорного процесса в  $p-v$  и  $T-s$  координатах, имеющего место при подводе теплоты к системе, показано на рис. 6.3. При этом давление рабочего тела в системе возрастает. При охлаждении рабочего тела, т. е. при отводе теплоты, процесс пойдет в обратном направлении.

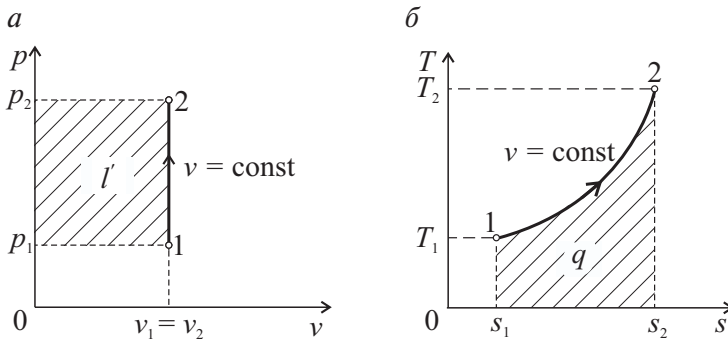


Рис. 6.3. Изохорный процесс в координатах  $p-v$  (а);  $T-s$  (б)

## 6.5. Изобарный процесс

*Изобарным (изобарическим)* называется процесс, в котором остается неизменным давление ( $p = \text{const}$ ,  $dp = 0$ ).

Для получения соотношения между параметрами в изобарном процессе вновь воспользуемся уравнением состояния идеального газа в форме (1.8)

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Так как  $p_1 = p_2$ , уравнение изобарного процесса приобретает вид

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

или, что то же самое,

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Таким образом, в изобарном процессе изменение объема (или удельного объема) системы пропорционально изменению температуры.

Работу изменения объема с учетом уравнения состояния идеального газа  $p v = R T$  можно определить как

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1).$$

Внешняя полезная работа равна нулю:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = 0.$$

Теплота процесса согласно (3.6) находится по выражению

$$q = c_p (T_2 - T_1).$$

Изменение внутренней энергии и энтальпии можно найти согласно выражениям (4.13), изменение энтропии — согласно выражению (5.7) при  $p_1 = p_2$  и  $\ln \frac{p_2}{p_1} = 0$ :

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (6.38)$$

Изображение изобарного процесса в  $p-v$  и  $T-s$  координатах, сопровождающегося увеличением объема и температуры термодинамической системы, получением полезной работы и подводом теплоты, показано на рис. 6.4. В случае уменьшения объема и температуры системы процесс пойдет в обратном направлении. При этом будет затрачиваться работа и отводиться теплота.

Сравнивая рис. 6.3 и 6.4, видим, что в  $T-s$  координатах изохора и изобара изображаются одинаково, но необходимо помнить, что изохора идет круче изобары (рис. 6.4).



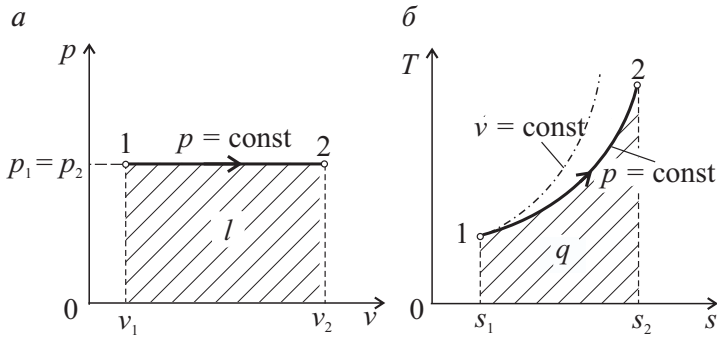


Рис. 6.4. Изобарный процесс в координатах  $p-v$  (а);  $T-s$  (б)

## 6.6. Обобщенное значение политропного процесса

Покажем, что изобарный, изохорный, изотермический и адиабатный процессы являются частными случаями политропного процесса. Для этого рассмотрим уравнение политропного процесса (6.5)  $pv^n = \text{const}$ :

1. Если в уравнении (6.5) заменить показатель политропы  $n$  на показатель адиабаты  $k$ , то получим уравнение адиабатного процесса  $pv^k = \text{const}$ . Данная замена уже использовалась нами ранее при выводе основных формул для адиабатного процесса.

2. Если показатель политропы  $n = 1$ , то  $pv^n = pv^1 = pv = \text{const}$ , а это уже уравнение изотермического процесса.

3. Если показатель политропы  $n = 0$ , то  $pv^n = pv^0 = p = \text{const}$ , т. е. процесс будет изобарным.

4. Возведем уравнение политропного процесса  $pv^n = \text{const}$  в степень  $1/n$  и подставим в полученное выражение  $n = \infty$ :

$$p^{1/n}v = \text{const}^{1/n} = \text{const}',$$

$$p^{1/\infty}v = p^0v = v = \text{const}.$$

Таким образом, изохорный процесс — это политропный процесс с показателем политропы  $n = \infty$ .

Изобразим в координатах  $p-v$  и  $T-s$  рассмотренные выше четыре частных случая политропного процесса, проходящих через какое-либо одно состояние (рис. 6.5). В зависимости от значения показателя

политропы  $n$  кривые конкретных политропных процессов разместятся внутри соответствующих областей.

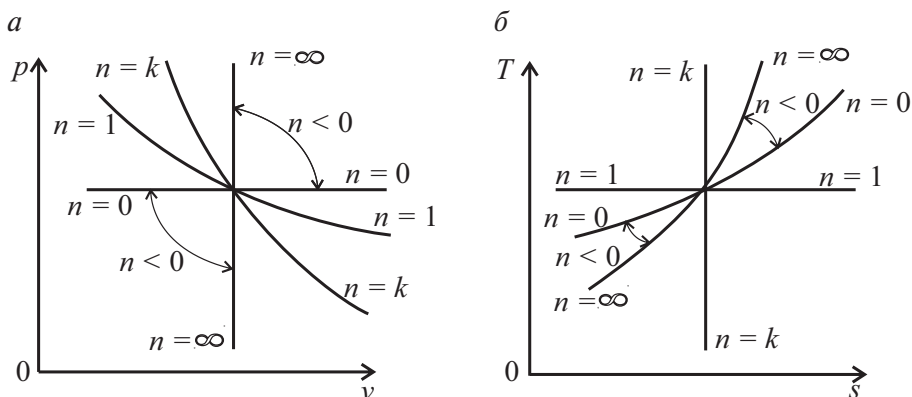


Рис. 6.5. Изображение политропных процессов в координатах  $p-v$  (а);  $T-s$  (б)

**Пример 6.1** [15, с. 50–54]. Один килограмм воздуха сжимается по политропе с показателем  $n = 0,8$  от 1 до 5 бар. Начальная температура воздуха  $227^\circ\text{C}$ .

Найти параметры воздуха ( $p$ ,  $v$ ,  $T$ ) в начале и в конце процесса, удельные теплоту, работу изменения объема и внешнюю полезную работу, удельное изменение термодинамических функций состояния — внутренней энергии, энтальпии, энтропии. Изобразить процесс в диаграммах  $p-v$  и  $T-s$ . Теплоемкости воздуха  $c_p$ ,  $c_v$  считать постоянными.

### Решение

Начальный удельный объем воздуха находим из уравнения состояния, записанного для 1 кг газа (1.9):

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287(227 + 273)}{1 \cdot 10^5} = 1,435 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Здесь газовая постоянная воздуха находится как

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{28,97} = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Удельный объем воздуха в конце процесса находится из уравнения политропного процесса в  $p-v$  координатах  $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$ :

$$v_2 = v_1 \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} = 1,435 \left( \frac{1}{5} \right)^{\frac{1}{0,8}} = 0,192 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура воздуха в конце процесса находится из уравнения политропного процесса в  $p$ — $T$  координатах  $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}$ :

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} = (227 + 273) \left(\frac{5}{1}\right)^{\frac{0,8-1}{0,8}} = 334,4 \text{ К}$$

или из уравнения состояния идеального газа (1.9):

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{5 \cdot 10^5 \cdot 0,192}{287} = 334,5 \text{ К.}$$

Теплоемкости  $c_p$ ,  $c_v$  находятся в соответствии с молекулярно-кинетической теорией по таблице на с. 28 (воздух можно считать двухатомным газом, т. к. он состоит в основном из двухатомных газов — азота и кислорода):

$$c_v = \frac{\mu c_v}{\mu} = \frac{20,79}{28,97} = 0,718 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)},$$

$$c_p = \frac{\mu c_p}{\mu} = \frac{29,10}{28,97} = 1,01 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Формулы для расчета удельных количеств теплоты, работы изменения объема и внешней полезной работы, удельного изменения термодинамических функций состояния — внутренней энергии, энтальпии, энтропии — были получены выше (см. подглаву 6.1). Показатель адиабаты для двухатомного газа  $k = 1,4$ . Тогда получим:

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) = 0,718 \cdot \frac{0,8-1,4}{0,8-1} \cdot (334,4 - 500) = -356,7 \text{ кДж/кг};$$

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \frac{287}{0,8-1} \cdot (500 - 334,4) = -237,6 \text{ кДж/кг};$$

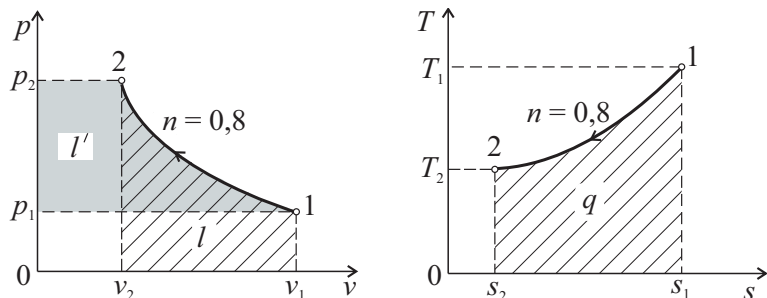
$$l' = nl = 0,8 \cdot (-237,6) = -190,1 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) = 0,718 \cdot (334,4 - 500) = -119,2 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta h = c_p (T_2 - T_1) = 1,01 \cdot (334,4 - 500) = -167,3 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta s = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1} = 0,718 \cdot \frac{0,8-1,4}{0,8-1} \ln \frac{334,4}{500} = -0,866 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Рассчитанный политропный процесс изобразим в диаграммах  $p-v$  и  $T-s$ :



**Пример 6.2** [15, с. 56–57]. Трехатомный газ, занимающий при давлении 2 бар и температуре 40 °С объем 2 м<sup>3</sup>, сжат до объема 0,5 м<sup>3</sup>, давление при этом стало равным 11 бар. Определить показатель политропы процесса сжатия, а также конечную температуру газа, теплоту и работу процесса.

### Решение

Показатель политропы находится из уравнения политропного процесса (6.3), связывающего отношение давлений и полных объемов системы:

$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^n$ . Из данного уравнения найдем показатель политропы:

$$n = \frac{\ln \frac{p_2}{p_1}}{\ln \frac{V_1}{V_2}} = \frac{\ln \frac{11}{2}}{\ln \frac{2}{0,5}} = 1,23.$$

Удельная работа политропного процесса находится как

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

тогда полная работа, затраченная на сжатие газа массой  $M$ , рассчитывается так:

$$\begin{aligned} L = lM &= \frac{1}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{1}{1,23-1} (2 \cdot 10^5 \cdot 2 - 11 \cdot 10^5 \cdot 0,5) = \\ &= -652\,000 \text{ Дж} = -652 \text{ кДж}. \end{aligned}$$

Температуру в конечном состоянии находим из уравнения политропного процесса (6.7) в  $p-T$  координатах

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}};$$

$$T_2 = T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = (40 + 273) \left( \frac{11}{2} \right)^{\frac{1,23-1}{1,23}} = 430,5 \text{ К}$$

или из уравнения состояния идеального газа, записанного в форме (1.8):

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2};$$

$$T_2 = \frac{p_2 V_2 T_1}{p_1 V_1} = \frac{11 \cdot 0,5 \cdot (40 + 273)}{2 \cdot 2} = 430,4 \text{ К}.$$

Теплоту политропного процесса можно найти из соотношения между работой и теплотой, которое получим, подставив в отношение  $Q / L$  формулы для их расчета (6.8) и (6.11) и учтя, что  $R = c_p - c_v$ ;  $k = \frac{c_p}{c_v}$ :

$$\frac{Q}{L} = \frac{q}{l} = \frac{c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1)}{\frac{R}{n-1} (T_1 - T_2)} = \frac{c_v (n-k)}{c_p - c_v} = \frac{n-k}{1-k}.$$

Отсюда (при  $k = 1,33$  для трехатомного газа):

$$Q = L \frac{n-k}{1-k} = (-652) \frac{1,23-1,33}{1-1,33} = -197,6 \text{ кДж}.$$

## 7. Водяной пар

---

**В**одяной пар как рабочее тело применяется в паровых установках при таких значениях давления и температуры, при которых пренебрежение в расчетах силами взаимодействия между молекулами и их собственным объемом привело бы к значительным погрешностям. Поэтому уравнение состояния идеального газа (1.7) нельзя использовать для расчета параметров водяного пара; водяной пар является реальным газом.

Уравнения состояния реальных газов имеют сложный вид и для применения в инженерных расчетах неудобны, поэтому на практике используются диаграммы и таблицы термодинамических свойств водяного пара, составленные на основе уравнений состояния.

Рассмотрим более подробно процесс получения водяного пара. Как известно, все вещества в зависимости от давления и температуры могут находиться в трех агрегатных состояниях — твердом, жидком и газообразном. Эти состояния называются фазами. Процесс превращения вещества из одного агрегатного состояния в другое, сопровождающийся поглощением или выделением энергии, называется фазовым переходом I рода: к этому типу и относятся переход жидкости в пар (парообразование или испарение), а также обратный переход пара в жидкость (конденсация).

В зависимости от свойств образующийся из жидкости пар может быть сухим насыщенным, влажным и перегретым.

*Насыщенным* паром называется такой пар, который образуется в присутствии воды и находится с ней в термическом и динамическом равновесии, т. е. равны температуры пара и жидкости, а также устанавливается равенство между числом молекул, покидающих жидкость и возвращающихся в нее. Температуру и давление насыщенного пара называют параметрами насыщения (кипения) и обозначают  $t_s$ ,  $p_s$ , причем температура насыщения  $t_s$  является однозначной функцией давления.

Насыщенный пар может быть сухим и влажным. *Сухой насыщенный пар* — это пар, который не содержит взвешенных капелек жидкости; состояние насыщенного пара однозначно характеризуется одним параметром: либо давлением, либо температурой.

*Влажным паром* называется механическая смесь сухого насыщенного пара и молекул кипящей жидкости, при этом вода во влажном паре обычно находится в виде мелких капелек, равномерно распределенных по всему объему системы. Помимо давления  $p$ , или температуры насыщения  $t_s$ , влажный пар характеризуется *степенью сухости*  $x$ , т. е. массовой долей сухого насыщенного пара, находящегося во влажном паре:

$$x = \frac{M_{\text{с.н.п.}}}{M_{\text{вл.п.}}} = \frac{M_{\text{с.н.п.}}}{M_{\text{ж.}} + M_{\text{с.н.п.}}}.$$

Степень сухости влажного пара изменяется от 0 до 1. Для сухого насыщенного пара  $x = 1$ , а для кипящей жидкости  $x = 0$ . Для определения состояния влажного пара достаточно знать степень сухости и один из параметров (давление или температуру).

*Перегретым паром* называется пар, температура которого выше температуры насыщения при данном давлении. Чтобы определить состояние перегретого пара, необходимо задать два любых параметра:  $p$  и  $t$ ;  $p$  и  $v$ ;  $v$  и  $t$ . Следует заметить, что в отличие от идеального газа, для которого параметром выступает температура в кельвинах, при определении состояния водяного пара температура обычно берется в градусах Цельсия.

Процесс получения перегретого пара можно разделить на три стадии: подогрев воды до температуры кипения; испарение кипящей воды и образование сухого насыщенного пара; перегрев пара. Рассмотрим следующий пример. В цилиндре под подвижным поршнем, обеспечивающим постоянство давления внутри цилиндра, находится 1 кг воды при температуре ниже температуры кипения. Если при таком неизменном давлении подводить к воде теплоту, ее температура начнет расти, объем немного увеличится, также возрастет и энтропия. При некоторой температуре, называемой *температурой кипения или насыщения*, вода закипит. Отметим эту точку на диаграммах  $p-v$  и  $T-s$  (точка  $a'$ , рис. 7.1).

При дальнейшем подводе теплоты начинается фазовый переход I рода — превращение кипящей жидкости в пар, температура внутри цилиндра перестает расти, так как подводимая извне энергия будет

затрачиваться не на увеличение скорости движения молекул, т. е. их кинетической энергии, а на разрыв химических связей между молекулами жидкости. Объем в системе будет значительно увеличиваться за счет образования влажного пара над поверхностью жидкости, поршень будет подниматься вверх.

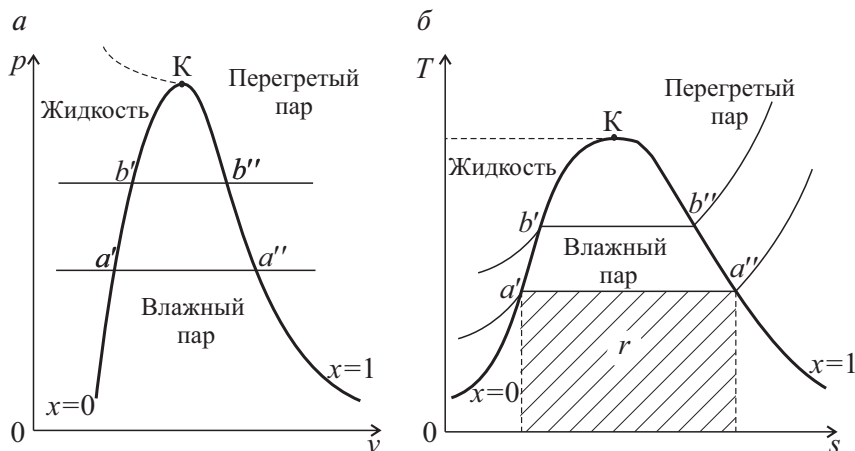


Рис. 7.1. Диаграммы для воды и водяного пара в координатах  $p-v$  (а);  $T-s$  (б)

По мере подвода теплоты, количество кипящей жидкости в системе будет уменьшаться, а количество пара расти. Состояние, когда вся вода превратится в сухой насыщенный пар, обозначим на диаграммах точкой  $a''$ . Если теплоту подводить и дальше, сухой насыщенный пар будет перегреваться, его температура будет увеличиваться.

Изменяя давление в системе за счет изменения нагрузки на поршень и повторяя многократно этот эксперимент, получим набор сходных по смыслу точек. Соединяя на диаграмме все точки, соответствующие началу кипения воды (с одним штрихом) и окончанию кипения (с двумя штрихами), получаем кривую, которая называется пограничной кривой (кривой насыщения). Левая ветвь кривой, называемая нижней пограничной кривой, характеризует состояние кипящей воды ( $x = 0$ ), а правая ветвь (верхняя пограничная кривая) — состояние сухого насыщенного пара ( $x = 1$ ). Верхняя и нижняя ветви пограничной кривой сходятся в критической точке К (рис. 7.1). Это точка, в которой исчезает различие между свойствами кипящей жидкости и сухого насыщенного пара, т. е. совпадают начало и конец процесса кипения. Такая ситуация имеет место при критическом давлении



$p_{кр} = 221,15$  бар. Температура и удельный объем в критической точке имеют следующие значения:

$$t_{кр} = 374,12 \text{ }^{\circ}\text{C}; \nu_{кр} = 0,00315 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

При параметрах выше критических вода в жидкой форме существовать не может, пар находится только в перегретом состоянии.

Область на диаграммах  $p-\nu$  и  $T-s$ , ограниченная кривой насыщения, является областью влажного пара, в этой области давление и температура однозначно связаны,  $t_s = t_s(p_s)$  и наоборот.

Количество теплоты, затраченное на фазовый переход, т.е. необходимое на превращение единицы массы кипящей жидкости в сухой насыщенный пар, носит название *удельной (или скрытой) теплоты парообразования  $r$* .

$$r = T_s(s'' - s') = h'' - h'. \quad (7.1)$$

Если диаграммы  $p-\nu$  и  $T-s$  позволяют понять физику процесса превращения воды в перегретый пар, то диаграмма  $h-s$  удобна для проведения инженерных расчетов. Данная диаграмма была предложена в 1904 году немецким теплотехником Рихардом Мольте. Критическая точка на диаграмме  $h-s$  (рис. 7.2) расположена значительно левее максимума пограничной кривой. Линии постоянного давления (изобары) в  $h-s$  координатах имеют положительный наклон, с ростом энтропии энтальпия возрастает, причем в области влажного пара изобары являются прямыми линиями, а затем, пересекая верхнюю пограничную кривую, изобары без излома отклоняются вверх и в области перегретого пара представляют собой вогнутые кривые. Чем выше давление, тем изобара идет круче (рис. 7.2).

Изотермы в области влажного пара совпадают с изобарами, затем с изломом отклоняются вправо и, по мере удаления от пограничной кривой, приближаются к горизонтали. Изохоры имеют такой же вид, как и изобары, но являются более крутыми линиями. В области влажного пара на диаграмму наносится также группа линий постоянной степени сухости пара ( $x = \text{const}$ ), которые сходятся в критической точке.

Для практических целей левую часть диаграммы обычно не используют, т.к. в этой части линии изобар и изохор идут настолько густо, что почти сливаются. Поэтому диаграмма  $h-s$  строится только для перегретого пара и части влажного пара, что позволяет уменьшить ее общие размеры. Поскольку область кипящей воды в этом случае будет

отсутствовать, энтальпию кипящей воды можно найти приближенно по формуле  $h_b = c_p t_b$ .

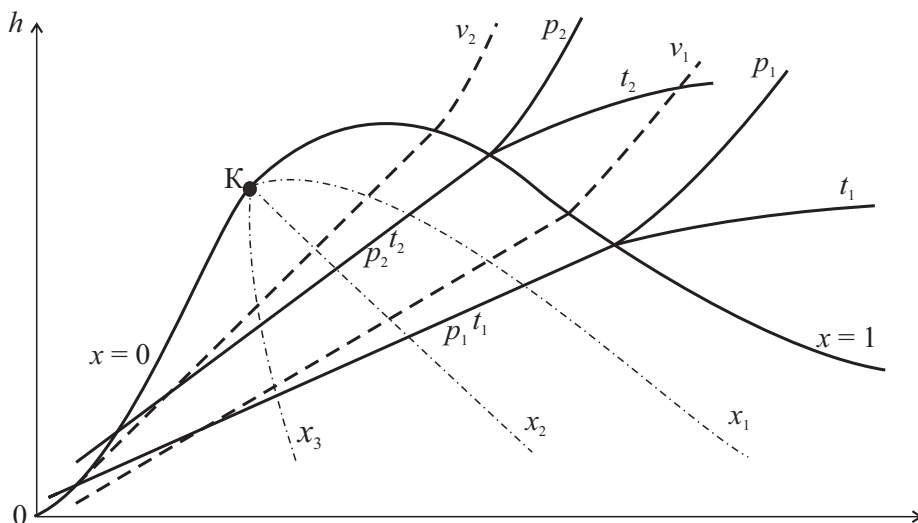


Рис. 7.2.  $h$ – $s$  диаграмма для воды и водяного пара

Помимо диаграммы  $h$ – $s$ , параметры воды и водяного пара можно найти по таблицам, например, А. Александрова [11]. Существуют два вида таблиц: «Состояние насыщения» для определения параметров кипящей воды или сухого насыщенного пара по известной температуре (прил. 2), либо по известному давлению, а также таблицы для определения параметров воды и перегретого пара по известным двум параметрам (прил. 3).

Свойства влажного пара вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} v_x &= v'(1-x) + v''x, \\ h_x &= h'(1-x) + h''x, \\ s_x &= s'(1-x) + s''x, \end{aligned} \quad (7.2)$$

где  $v'$ ,  $h'$ ,  $s'$  — параметры кипящей воды;  $v''$ ,  $h''$ ,  $s''$  — параметры сухого насыщенного пара, определяемые по таблицам прил. 2–3.

Рассмотрим основные процессы воды и водяного пара. Следует отметить, что формулы, полученные ранее на основе уравнения состояния идеального газа, для расчета термодинамических процессов водяного пара не пригодны.

**Изобарный процесс ( $p = \text{const}$ ,  $dp = 0$ )**

Расчет функций процесса лучше начать с определения работы изменения объема  $l$  по формуле (3.4) и внешней полезной (располагаемой) работы по формуле (4.7):

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = p(v_2 - v_1),$$

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v \, dp = 0.$$

Теплоту процесса определим из первого закона термодинамики (4.8)  $q = \Delta h + l'$ . Так как  $l' = 0$ , то

$$q = \Delta h = h_2 - h_1. \quad (7.3)$$

Изменение внутренней энергии можно найти с помощью формулы расчета энтальпии  $h = u + pv$ , из которой выразим  $u = h - pv$ , тогда получим

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1) = (h_2 - h_1) - (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (7.4)$$

Формулу (7.4) можно использовать для любого процесса водяного пара, поскольку внутренняя энергия является функцией состояния системы.

Изменение энтальпии и энтропии в любом процессе можно найти через разность соответствующих параметров в конце и в начале процесса, которые определяются либо по таблицам, либо по  $h-s$  диаграмме.

Изображение процесса в  $p-v$  и  $T-s$  и координатах показано на рис. 7.3.

**Изохорный процесс ( $v = \text{const}$ ,  $dv = 0$ )**

Запишем формулы для расчета работы изменения объема  $l$  (3.4) и внешней полезной работы  $l'$  (4.7) соответственно:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = 0, \quad (7.5)$$

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v \, dp = -v(p_2 - p_1) = v(p_1 - p_2).$$

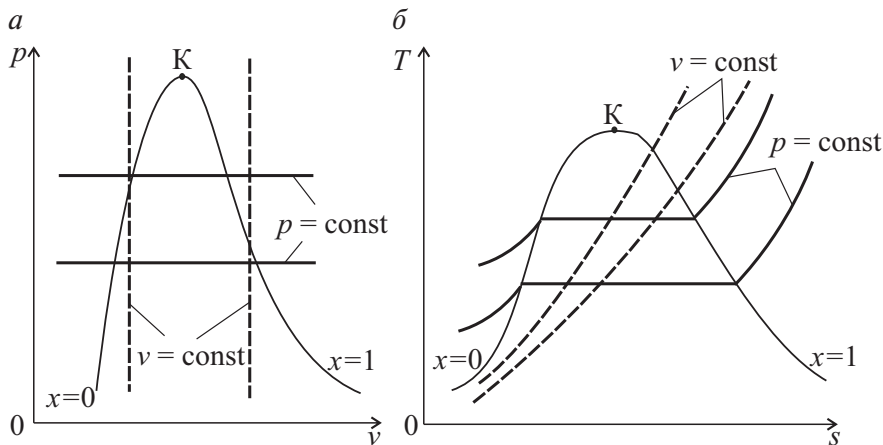


Рис. 7.3. Изохорный и изобарный процессы водяного пара в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Количество теплоты можно найти из первого закона термодинамики, записанного через внутреннюю энергию (4.1)  $q = \Delta u + l$ . Так как согласно формуле (7.5)  $l = 0$ , то

$$q = \Delta u = u_2 - u_1$$

или с учетом формулы (7.4)

$$q = \Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1) = (h_2 - h_1) - (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Изображение процесса в  $p-v$  и  $T-s$  и координатах показано на рис. 7.3.

### Изотермический процесс ( $T = \text{const}$ , $dT = 0$ )

Для расчета количества теплоты воспользуемся вторым законом термодинамики (5.5):

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T ds = T(s_2 - s_1).$$

Работу изменения объема и внешнюю располагаемую работу найдем из первого закона термодинамики в записи через внутреннюю энергию (4.1) и энтальпию (4.8) соответственно:

$$q = \Delta u + l, \quad q = \Delta h + l',$$

тогда

$$l = q - \Delta u,$$

$$l' = q - \Delta h.$$

Здесь  $\Delta h = h_2 - h_1$  и  $\Delta u$  находится по выражению (7.4).

Изображение процесса в  $p-v$  и  $T-s$  координатах дано на рис. 7.4.

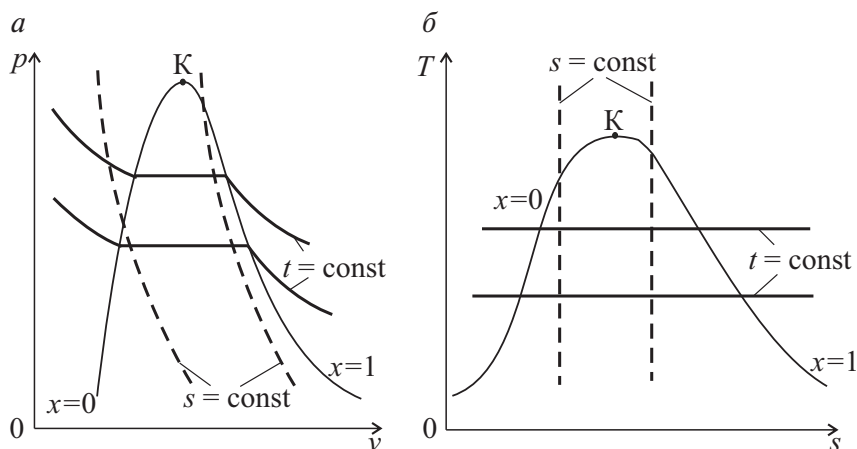


Рис. 7.4. Изотермический и адиабатный процессы водяного пара в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

### Адиабатный процесс ( $q = 0$ , $\delta q = 0$ )

Работу изменения объема и внешнюю располагаемую работу так же, как и в предыдущем случае, найдем из первого закона термодинамики, учитывая, что  $q = 0$ :

$$q = \Delta u + l = 0, \quad q = \Delta h + l' = 0,$$

тогда

$$l = -\Delta u = u_1 - u_2,$$

$$l' = -\Delta h = h_1 - h_2,$$

где  $\Delta u$  находится по выражению (7.6).

Изображение процесса в  $p-v$  и  $T-s$  координатах дано на рис. 7.4.

Формулы для расчета теплоты  $q$ , работы  $l$ , внешней полезной работы  $l'$ , а также изменения внутренней энергии  $\Delta u$  в различных процессах водяного пара сведены ниже в таблицу.

### Термодинамические процессы водяного пара

Функция	Процесс			
	$v = \text{const}$	$p = \text{const}$	$T = \text{const}$	$s = \text{const}$
$q$	$\Delta u$	$h_2 - h_1$	$T(s_2 - s_1)$	0
$l$	0	$p(v_2 - v_1)$	$q - \Delta u$	$-\Delta u = u_1 - u_2$
$l'$	$v(p_1 - p_2)$	0	$q - \Delta h$	$-\Delta h = h_1 - h_2$
$\Delta u$	$(h_2 - h_1) - (p_2 v_2 - p_1 v_1)$			

**Пример 7.1.** Определить состояние рабочего тела и его параметры, если известно, что  $s = 6,5$  кДж/(кг·К),  $t = 120$  °С.

#### Решение

По прил. 2 находим, что при температуре 120 °С энтропия кипящей воды  $s' = 1,528$  кДж/(кг·К), а сухого насыщенного пара  $s'' = 7,130$  кДж/(кг·К). Заданное значение энтропии  $s = 6,5$  кДж/(кг·К) лежит в интервале  $s' < s < s''$ , значит, пар является влажным ( $s \equiv s_x$ ).

Согласно формуле (7.2) энтропия влажного пара определяется как

$$s_x = s'(1 - x) + s''x.$$

Тогда степень сухости пара

$$x = \frac{s_x - s'}{s'' - s'} = \frac{6,5 - 1,528}{7,130 - 1,528} = 0,8875.$$

Энтальпия и удельный объем влажного пара также находятся по формулам (7.2), значения  $v'$ ,  $v''$ ,  $h'$ ,  $h''$  берутся из прил. 2 в соответствии с  $t = 120$  °С.

$$v_x = v'(1 - x) + v''x = 0,00106 \cdot (1 - 0,8875) + 0,892 \cdot 0,8875 = 0,7918 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

$$h_x = h'(1 - x) + h''x = 503,7 \cdot (1 - 0,8875) + 2706 \cdot 0,8875 = 2458 \text{ кДж/кг}.$$

**Пример 7.2.** Определить температуру насыщения и теплоту парообразования при  $p = 1,2$  бар. Расчет сделать по таблицам и по диаграмме  $h-s$ .

#### Решение

Расчет проводим двумя способами:

1. Определение по таблице.

Воспользуемся прил. 3, по которому находим, что давлению 1,2 бар соответствует температура насыщения  $t_s = 104,8$  °С. Здесь же, при тем-

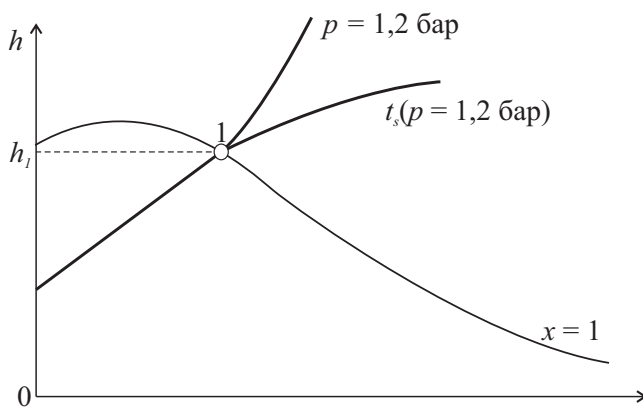
пературе насыщения, находим значения энтальпии кипящей воды  $h' = 439$  кДж/кг и сухого насыщенного пара  $h'' = 2683$  кДж/кг.

Теплота парообразования, согласно формуле (7.1), определяется как

$$r = h'' - h' = 2683 - 439 = 2244 \text{ кДж/кг.}$$

## 2. Расчет с использованием диаграммы $h-s$ .

Найдем на  $h-s$  диаграмме (прил. 4) точку пересечения изобары с давлением 1,2 бар и верхней пограничной кривой со степенью сухости  $x = 1$  (точка 1). Определим значение температуры, соответствующей проходящей через эту точку изотерме; данная температура и является температурой насыщения  $t_s = 105$  °С.



Значение энтальпии сухого насыщенного пара  $h'' = 2680$  кДж/кг находим по  $h-s$  диаграмме слева от точки 1 на шкале энтальпий, а значение энтальпии кипящей воды  $h'$  приблизительно рассчитываем по формуле

$$h' = c_p t_s = 4,2 \cdot 105 = 440 \text{ кДж/кг,}$$

тогда  $r = h'' - h' = 2680 - 440 = 2240$  кДж/кг.

**Пример 7.3.** Влажный пар, масса которого 46 кг, имеющий давление 20 бар и степень сухости  $x = 0,85$ , нагревается при постоянном давлении до 300 °С. Найти параметры в начале и в конце процесса с помощью таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара, рассчитать количество подводимой к пару теплоты, работу, совершаемую паром, и изменение его внутренней энергии. Построить процесс в  $p-v$ ,  $T-s$  и  $h-s$  координатах.

### Решение

Для нахождения параметров влажного пара в точке 1 выпишем из прил. 3 значения параметров кипящей воды  $v'$ ,  $h'$ ,  $s'$  и сухого насыщенного пара  $v''$ ,  $h''$ ,  $s''$  при давлении 20 бар:

$$\begin{aligned}v' &= 0,0012 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}, & v'' &= 0,100 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}; \\h' &= 908 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, & h'' &= 2799 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \\s' &= 2,45 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, & s'' &= 6,34 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.\end{aligned}$$

Тогда параметры влажного пара можно определить по формулам (7.2):

$$v_1 = v'(1 - x) + v''x = 0,0012 \cdot (1 - 0,85) + 0,100 \cdot 0,85 = 0,0852 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$h_1 = h'(1 - x) + h''x = 908 \cdot (1 - 0,85) + 2799 \cdot 0,85 = 2515 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}};$$

$$s_1 = s'(1 - x) + s''x = 2,45 \cdot (1 - 0,85) + 6,34 \cdot 0,85 = 5,757 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Температура влажного пара равна температуре насыщения при давлении 20 бар,  $t = t_s = 212,4^\circ\text{С}$ . Из прил. 3 по давлению 20 бар и температуре  $300^\circ\text{С}$  находим параметры в конце процесса (пар в точке 2 будет перегретым, т. к.  $t_2 > t_s$ ):

$$v_2 = 0,126 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}, \quad h_2 = 3019 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \quad s_2 = 6,76 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Процесс нагрева изобарный, поэтому удельное количество подводимой теплоты определяется по формуле (7.3) как  $q = \Delta h = h_2 - h_1$ . Тогда полное количество теплоты, подводимой к пару массой  $M$ ,

$$\begin{aligned}Q &= qM = (h_2 - h_1) M = \\&= (3019 - 2515) \cdot 10^3 \cdot 46 = 23,18 \cdot 10^6 \text{ Дж} = 23,18 \text{ МДж}.\end{aligned}$$

Найдем работу, совершаемую паром при расширении

$$\begin{aligned}L &= lM = p(v_2 - v_1) M = \\&= 20 \cdot 10^5 \cdot (0,126 - 0,0852) \cdot 46 = 3,754 \cdot 10^6 \text{ Дж} = 3,754 \text{ МДж}.\end{aligned}$$



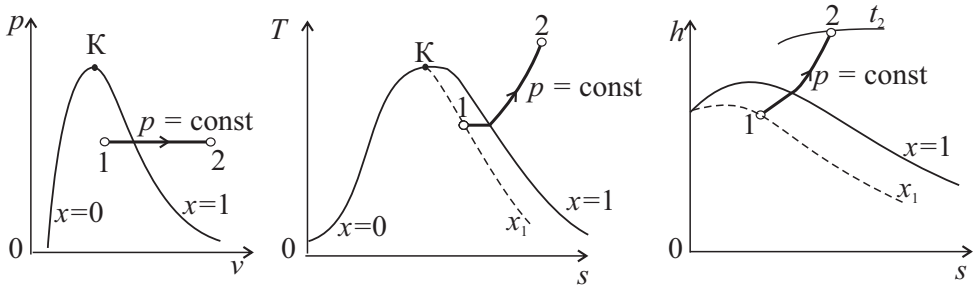
Для определения изменения внутренней энергии воспользуемся формулой (7.4):

$$\begin{aligned}\Delta U &= M \cdot \Delta u = M \left[ (h_2 - h_1) - (p_2 v_2 - p_1 v_1) \right] = \\ &= 46 \cdot \left[ (3019 - 2515) \cdot 10^3 - (20 \cdot 0,126 - 20 \cdot 0,0852) \cdot 10^5 \right] = \\ &= 19,43 \cdot 10^6 \text{ Дж} = 19,43 \text{ МДж}.\end{aligned}$$

Также изменение внутренней энергии можно найти из первого закона термодинамики  $Q = \Delta U + L$ . Откуда получим

$$\Delta U = Q - L = 23,18 - 3,754 = 19,43 \text{ МДж}.$$

Построим процесс в  $p-v$ ,  $T-s$ ,  $h-s$  координатах.



## 8. Течение газов и паров

### 8.1. Первый закон термодинамики для потока

До сих пор рассматривались термодинамические системы, в которых вещество не перемещалось в пространстве. Однако следует сказать, что первый закон термодинамики имеет общий характер и справедлив для любых систем: как неподвижных, так и движущихся. В этом случае теплота, подводимая к системе,

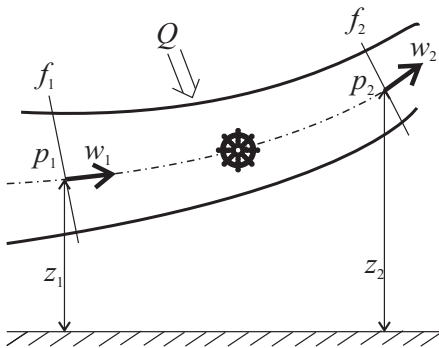


Рис. 8.1. Процесс течения газа в канале

будет расходоваться на изменение ее полной энергии (а не только внутренней) и на совершение работы. Разберемся, какая энергия изменяется в самом общем случае и какая может совершаться работа.

Рассмотрим течение газа в канале произвольной формы (рис. 8.1).

Выделим в канале два сечения  $f_1$  и  $f_2$ . Для того чтобы через сечение  $f_1$  протолкнуть порцию газа массой  $M$ , необходимо затратить некоторую работу. Через сечение  $f_2$  при этом будет вытолкнута такая же порция газа. Данная работа называется работой проталкивания и определяется как

$$L_{\text{прот}} = M(p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Скорость потока тоже может изменяться, т. е. имеет место изменение кинетической энергии потока

$$\Delta E_k = M \left( \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right).$$

Если сечения рассматриваемого участка расположены на разной высоте, то изменяется и потенциальная энергия потока

$$E_{\text{пот}} = Mg(z_2 - z_1).$$

Если в канале поместить движущуюся поверхность, например колесо турбины, то энергия потока будет частично тратиться на его вращение. Такая работа называется технической ( $L_{\text{тех}}$ ). Необходимо также учесть работу, затрачиваемую на преодоление сил трения со стенками канала ( $L_{\text{тр}}$ ). Таким образом, первый закон термодинамики для движущегося потока можно записать как

$$Q = U_2 - U_1 + M(p_2 v_2 - p_1 v_1) + M \left( \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + Mg(z_2 - z_1) + L_{\text{тех}} + L_{\text{тр}}. \quad (8.1)$$

Разделим обе части уравнения (8.1) на массу системы  $M$  и учтем, что  $u + pv = h$ , где  $h$  — удельная энтальпия системы:

$$q = (h_2 - h_1) + \left( \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + g(z_2 - z_1) + l_{\text{тех}} + l_{\text{тр}}. \quad (8.2)$$

Выражение (8.2) представляет собой первый закон термодинамики для движущейся системы массой 1 кг. Запишем его также и в дифференциальной форме

$$\delta q = dh + d \left( \frac{w^2}{2} \right) + g dz + \delta l_{\text{тех}} + \delta l_{\text{тр}}.$$

Введем некоторые упрощения полученного выражения. Будем рассматривать только короткие и прямые каналы, что позволит пренебречь изменением потенциальной энергии потока ( $z_2 \approx z_1$ ,  $g \cdot \Delta z = 0$ ) и рассматривать только одну проекцию скорости на ось канала. В канале будут отсутствовать движущиеся поверхности, тогда  $\delta l_{\text{тех}} = 0$ . Трение потока о стенки канала незначительно, следовательно,  $\delta l_{\text{тр}} = 0$ . Так как скорости потоков в каналах достаточно высоки, теплообмен каждой рассматриваемой порции газа через стенки канала незначителен, тогда процесс течения газа можно считать адиабатным ( $\delta q = 0$ ). С учетом всего вышеперечисленного первый закон термодинамики для адиабатного потока без трения будет выглядеть следующим образом:

$$0 = dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right). \quad (8.3)$$

Запишем также уравнение первого закона термодинамики для неподвижной системы (в этом случае координатная система перемещается вместе с потоком) через энтальпию  $\delta q = dh + \delta l'$  и учтем, что рассматриваемая нами система адиабатная, т. е.

$$0 = dh - v dp. \quad (8.4)$$

Приравняв выражения (8.3) и (8.4), получим

$$dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = dh - v dp$$

или

$$d\left(\frac{w^2}{2}\right) = w dw = -v dp. \quad (8.5)$$

На основании формулы (8.5) можно сделать вывод о том, что знак изменения скорости потока при движении в канале обратен знаку изменения давления.

Канал, предназначенный для увеличения скорости потока ( $dw > 0$ ) за счет уменьшения давления ( $dp < 0$ ), называется *соплом*. По форме геометрические сопла могут быть суживающимися и расширяющимися. Выбор конкретной формы сопла будет понятен из дальнейшего рассмотрения.

Если же в канале происходит увеличение давления ( $dp > 0$ ) за счет снижения скорости, т. е. торможения потока ( $dw < 0$ ), то такой канал называется *диффузором*.

Поскольку вещество в канале движется, характеристикой количества вещества является не масса, а массовый расход  $\dot{M}$ , кг/с, т. е. масса вещества, протекающая через сечение канала площадью  $f$  за единицу времени:

$$\dot{M} = \rho w f = \frac{w f}{v},$$

где  $\rho$  — плотность вещества, кг/м<sup>3</sup>.

Течение газа считается установившимся, если расход газа через любое сечение канала одинаковый и со временем не изменяется ( $\dot{M} = \text{const}$ ).

Уравнение

$$\dot{M} = \frac{wf}{v} = \text{const} \quad (8.6)$$

называется уравнением неразрывности потока.

В дифференциальной форме (после логарифмирования левой и правой части и последующего взятия дифференциала от каждого слагаемого) уравнение неразрывности приобретет вид

$$\frac{dw}{w} - \frac{dv}{v} + \frac{df}{f} = 0.$$

## 8.2. Истечение идеального газа из сопел

Рассмотрим адиабатный процесс истечения идеального газа из неограниченной емкости через суживающееся сопло (рис. 8.2).

Запишем еще раз уравнение первого закона термодинамики для адиабатного потока без трения (8.3), а также в форме энтальпии для неподвижной адиабатной системы (4.8)

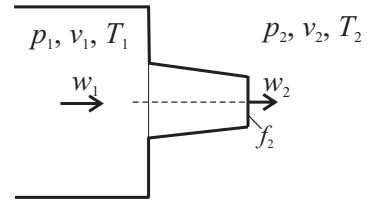


Рис. 8.2. Истечение газа из неограниченной емкости через суживающееся сопло

$$\begin{cases} 0 = dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right), \\ 0 = dh + \delta l'. \end{cases}$$

Сравнив выражения, можно сделать вывод, что внешняя полезная работа равна изменению кинетической энергии потока газа:

$$\delta l' = \frac{dw^2}{2}$$

или

$$l' = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (8.7)$$

Из выражения (8.7) можно найти скорость газа на выходе из суживающегося сопла

$$w_2 = \sqrt{2l' + w_1^2}.$$

Если истечение газа происходит из неограниченной емкости (емкости большого размера), то скорость  $w_1$  очень мала ( $w_1 \ll w_2$ ) и величиной  $w_1$  можно пренебречь. Тогда

$$w_2 = \sqrt{2I'}. \quad (8.8)$$

Для адиабатного процесса идеального газа внешняя полезная работа  $I'$  определяется по формуле (6.18), поэтому

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (8.9)$$

Массовый секундный расход идеального газа можно найти из уравнения (8.6), подставив в него формулу для скорости истечения  $w_2$  (8.9)

и учитывая, что в адиабатном процессе  $v_2 = v_1 \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}$ :

$$\dot{M} = f_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (8.10)$$

Введем в формулу (8.10) вместо отношения давлений за соплом и перед ним обозначение  $\beta = \frac{p_2}{p_1}$  и проанализируем полученное выражение:

$$\dot{M} = f_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[ (\beta)^{\frac{2}{k}} - (\beta)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (8.11)$$

Из формулы (8.11) следует, что  $\dot{M} = f(\beta)$ . Если  $\beta = 1$ , то расход газа равен нулю ( $\dot{M} = 0$ ). С уменьшением  $\beta$  расход увеличивается и достигает максимума при некотором значении  $\beta_{кр}$  (рис. 8.3), а затем уменьшается до нуля при  $\beta = 0$ , что противоречит здравому смыслу. Эксперимент показывает, что при  $\beta < \beta_{кр}$  расход не уменьшается, а остается постоянным.

Если построить график изменения скорости истечения газа из сопла в зависимости от  $\beta$  (рис. 8.3), то будет видно, что теоретическая скорость потока с уменьшением отношения давлений (согласно форму-

ле (8.9)) будет монотонно увеличиваться. Однако на практике скорость возрастает только при  $\beta > \beta_{кр}$ , а в интервале  $0 < \beta \leq \beta_{кр}$  скорость, как и расход, остается неизменной, равной скорости потока при  $\beta_{кр}$ .

Для нахождения критического отношения давлений возьмем производную от выражения (8.11) и приравняем ее к нулю:  $\frac{d\dot{M}}{d\beta} = 0$ , получим

$$\beta_{кр} = \frac{p_{2кр}}{p_1} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (8.12)$$

Величина критического отношения давлений для идеального газа зависит только от показателя адиабаты, который определяется атомностью газа. Значения  $\beta_{кр}$ , рассчитанные по формуле (8.12), а также приближенное значение  $\beta_{кр}$  для водяного пара сведены в нижеприведенную таблицу.

Значения  $\beta_{кр}$  для различных газов

Газ	Показатель адиабаты $k$	Критическое отношение давлений $\beta_{кр}$
1-атомный	1,67	0,487
2-атомный	1,40	0,528
3-атомный и более	1,33	0,540
Водяной пар	—	0,546

Зная  $\beta_{кр}$ , можно рассчитать и критическое давление  $p_{2кр}$ , которое устанавливается при этом в выходном сечении сопла  $p_{2кр} = p_1 \beta_{кр}$ .

Определим величину критической скорости газа  $w_{кр}$  на выходе из сопла при  $\frac{p_2}{p_1} = \beta_{кр}$  и значение максимального расхода газа. Для этого подставим в формулу (8.9) значение  $\beta_{кр}$  согласно выражению (8.12):

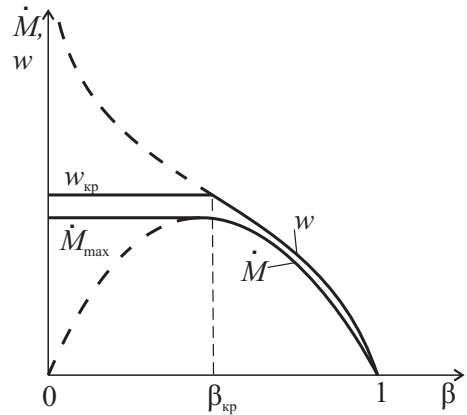


Рис. 8.3. Зависимость скорости истечения и секундного расхода газа от отношения давлений  $\beta$

$$\begin{aligned}
 w_{\text{кр}} &= \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \beta_{\text{кр}}^{\frac{k-1}{k}}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \frac{2}{k+1}\right)} = \\
 &= \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} R T_1}.
 \end{aligned} \tag{8.13}$$

Из полученного соотношения видно, что критическая скорость зависит только от начальных параметров и природы истекающего из сопла потока. Выразим температуру  $T_1$  из уравнения адиабатного процесса для идеального газа

$$\frac{T_{2\text{кр}}}{T_1} = \left(\frac{p_{2\text{кр}}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{2}{k+1}$$

и подставим в формулу (8.13). Сделав несложные математические преобразования, получим

$$w_{\text{кр}} = \sqrt{k R T_{\text{кр}}} = a.$$

Если вспомнить физику, то по этой формуле определяется скорость звука  $a$ . Следовательно, максимальная скорость, которая устанавливается на выходе из суживающегося сопла, равна скорости звука при  $p_{2\text{кр}}$ . Последнее позволяет объяснить, почему в суживающемся сопле газ не может расширяться до значения давления меньше критического, а скорость не может превышать некоего максимального значения.

Действительно, как известно из физики, импульс давления распространяется в материальной среде со скоростью звука, поэтому, когда скорость истечения будет меньше скорости звука (критической скорости), уменьшение внешнего давления передается газу внутри канала и приводит к перераспределению давления в канале. В результате в выходном сечении канала устанавливается давление, равное давлению за соплом. Когда скорость истечения достигает значения скорости звука, скорость движения газа и скорость распространения импульса давления становятся одинаковыми, и никакое уменьшение внешнего давления не сможет повлиять на перераспределение давления внутри канала и в выходном его сечении.

Для того чтобы понять, каким образом на выходе из сопла можно получить скорость, превышающую скорость звука, рассмотрим закон обращения геометрического воздействия (8.14), вывод которого оставим за рамками данного курса:



$$(\text{Ma}^2 - 1) \frac{dw}{w} = \frac{df}{f}, \quad (8.14)$$

где  $\text{Ma}$  — число Маха,  $\text{Ma} = \frac{w}{a}$ .

Из данного закона следует, что знак  $df$  будет определяться соотношением между скоростью потока  $w$  и местной скоростью звука  $a$ .

Если скорость потока меньше скорости звука ( $w < a$ ), тогда  $\text{Ma}^2 - 1 < 0$  и  $df < 0$ , т. е. для ускорения дозвукового потока сопло должно быть суживающимся.

Если же скорость потока больше скорости звука, то  $\text{Ma}^2 - 1 > 0$  и  $df > 0$ , т. е. для ускорения сверхзвукового потока сопло должно быть расширяющимся.

Если необходимо ускорить дозвуковой поток до сверхзвуковой скорости, применяют комбинированное сопло (*сопло Лавалья*) (рис. 8.4).

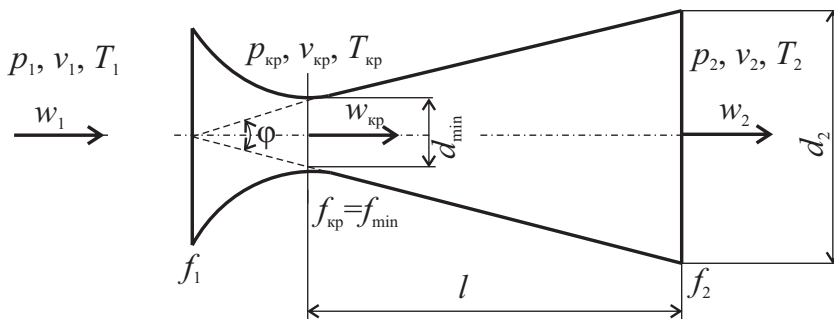


Рис. 8.4. Сопло Лавалья

Опыт показывает, что конусность расширяющейся части сопла Лавалья находится в пределах  $\varphi = 8 \dots 12^\circ$ , а ее длина  $l = \frac{D - d_{\min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}$  [10, с. 40–

50]. Длина суживающейся части сопла примерно равна диаметру выходного сечения сопла.

При расчетном режиме истечения, когда на выходе сопла скорость больше скорости звука, в минимальном сечении сопла устанавливают критические параметры ( $T_{кр}$ ,  $p_{кр}$ ,  $v_{кр}$ ), а скорость равна местной скорости звука, определяемой при этих параметрах. В расширяющейся части сопла происходит увеличение скорости газа и уменьшение давления

до давления внешней среды. Скорость истечения и секундный расход газа определяются по формулам (8.9) и (8.10) соответственно.

Исходя из всего вышесказанного, выбирать тип сопла необходимо в результате сравнения заданного соотношения давлений до и после сопла  $\beta = \frac{p_2}{p_1}$  с критическим значением  $\beta_{кр}$  для данного газа (см. таблицу на с. 81):

а) если  $\beta \geq \beta_{кр}$ , то для ускорения потока достаточно суживающегося сопла. Скорость потока на выходе будет меньше скорости звука, она вычисляется по формуле (8.9), а расход газа вычисляется по формуле (8.11);

б) если  $0 \leq \beta \leq \beta_{кр}$ , то для ускорения потока и полного использования перепада давлений следует выбирать сопло Лаваля. Скорость на выходе также будет вычисляться по формуле (8.9), а массовый расход газа следует вычислять либо по выражению (8.11), либо по соотношению

$$\dot{M} = \frac{w_2 f_2}{v_2} = \frac{w_{кр} f_{мин}}{v_{кр}}; \quad (8.15)$$

в) если  $0 \leq \beta \leq \beta_{кр}$ , но для ускорения потока уже установлено суживающееся сопло, то скорость потока на выходе будет равна скорости звука (вычисление ее может производиться по формуле (8.13)). Массовый расход газа через сопло в данном случае будет максимальным:

$$\dot{M}_{max} = \frac{w_{2кр} f_2}{v_{2кр}}.$$

Давление газа на срезе сопла в этом случае находится из соотношения  $p_{2кр} = \beta_{кр} p_1$ , и оно будет больше, чем давление среды за соплом  $p_2$ . Снижение давления от  $p_{2кр}$  до  $p_2$  будет происходить вне сопла необратимым образом, причем этот процесс будет сопровождаться образованием скачков уплотнения и ударных волн.

### **8.3. Истечение водяного пара из сопел**

При истечении водяного пара формулы, полученные выше для расчета скорости  $w_2$  и массового расход  $\dot{M}$ , использовать нельзя, так как они получены на основе уравнения состояния идеального газа. Рас-

четную формулу для скорости истечения водяного пара можно получить, используя выражение (8.8) и учитывая, что в адиабатном процессе  $l' = -\Delta h = h_1 - h_2$ , тогда

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}. \quad (8.16)$$

Критическая скорость истечения в этом случае будет определяться выражением

$$w_{кр} = \sqrt{2(h_1 - h_{кр})}. \quad (8.17)$$

Массовый секундный расход для суживающегося сопла будет определяться по формуле

$$\dot{M} = \frac{w_2 f_2}{v_2},$$

а для сопла Лаваля будет выполняться соотношение (8.15).

#### **8.4. Учет трения при истечении газов и паров**

Все вышеприведенные формулы для расчета скорости истечения газа из сопла  $w_2$  и массового расхода газа  $\dot{M}$  справедливы для обратимого адиабатного процесса, так как потери энергии на преодоление трения при выводе зависимостей не учитывались. С учетом трения действительная скорость на выходе из сопла  $w_{2д}$  будет всегда меньше теоретической  $w_2$ , процесс истечения носит необратимый характер.

Отношение действительной и теоретической скоростей истечения называется *скоростным коэффициентом сопла*:

$$\varphi = \frac{w_{2д}}{w_2}.$$

Величина скоростного коэффициента для современных сопел паровых и газовых турбин составляет  $\varphi = 0,93 \dots 0,98$  [10, с. 40–50] и зависит от качества обработки внутренней поверхности сопла.

Зная  $\varphi$ , можно найти действительную скорость истечения

$$w_{2д} = \varphi w_2$$

и действительный расход газа

$$\dot{M}_д = \frac{w_{2д} \cdot f_2}{v_{2д}}.$$

Для нахождения действительных параметров газа на выходе из сопла используют коэффициент потерь энергии  $\zeta$ , определяемый отношением уменьшения кинетической энергии потока на выходе из сопла, связанного с потерями на трение, к теоретически вычисленному значению кинетической энергии:

$$\zeta = \frac{\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_{2д}^2}{2}}{\frac{w_2^2}{2}} = 1 - \varphi^2.$$

Коэффициент потерь энергии для водяного пара  $\zeta = \frac{h_{2д} - h_2}{h_1 - h_2}$ , а для идеального газа  $\zeta = \frac{T_{2д} - T_2}{T_1 - T_2}$ , что при известном  $\zeta$  (или  $\varphi$ ) позволяет

найти действительную энтальпию или действительную температуру газа в выходном сечении сопла с учетом потерь на трение:

$$h_{2д} = h_2 + \zeta(h_1 - h_2) \quad \text{или} \quad T_{2д} = T_2 + \zeta(T_1 - T_2).$$

Процесс течения газа в адиабатическом сопле с учетом трения в диаграмме  $T-s$  показан на рис. 8.5.

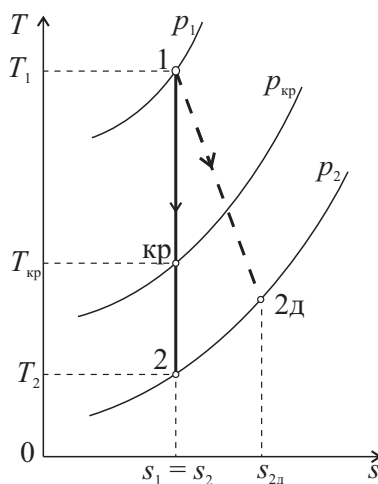


Рис. 8.5. Действительный процесс течения газа в сопле

### 8.5. Дросселирование газов и паров

Из опыта известно, что если в канале, по которому течет газ, встречается некое гидравлическое сопротивление (препятствие, приводящее к внезапному резкому сужению поперечного сечения (рис. 8.6), а затем его восстановлению), то давление протекающего газа за препятствием оказывается всегда меньше, чем перед ним.

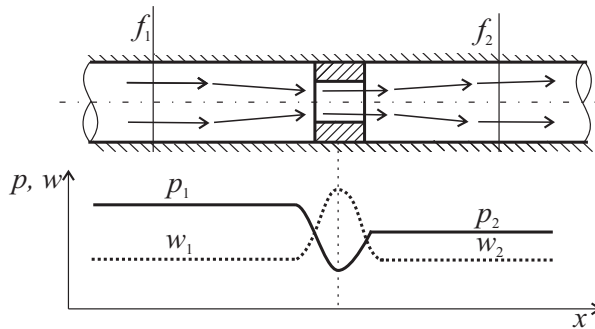


Рис. 8.6. Изменение скорости и давления газа в процессе дросселирования по длине канала

Процесс прохождения газа или пара через гидравлическое сопротивление, сопровождающийся уменьшением давления, называется *дросселированием*, а само гидравлическое сопротивление называется *дроссельным устройством* или *дросселем*. В качестве дроссельных устройств могут использоваться краны, вентили, шайбы или капиллярные трубки.

Выясним основные закономерности процесса дросселирования. Физически падение давления за местным сопротивлением обусловлено диссипацией (рассеиванием) энергии потока, расходуемой на преодоление этого сопротивления. Рассмотрим первый закон термодинамики для потока (8.2) для двух сечений, достаточно удаленных от местного сопротивления. Так как течение потока адиабатное, то  $q = 0$ . Канал горизонтальный ( $z_1 = z_2$ ), техническая работа не совершается, затратой энергии на трение пренебрегаем. Получаем

$$0 = (h_2 - h_1) + \left( \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right).$$

Скорости потока в рассматриваемых сечениях примерно одинаковые ( $w_1 = w_2$ ), поскольку при дросселировании вся энергия потока будет затрачиваться на преодоление сопротивления. Следовательно,

$$h_1 = h_2,$$

т. е. в процессе адиабатного дросселирования энтальпия потока остается постоянной.

Необходимо подчеркнуть, что  $h_1 = h_2$  в сечениях, достаточно удаленных от местного сопротивления. В самом местном сопротивлении (дросселе) поток ускоряется, его кинетическая энергия возрастает, а энтальпия уменьшается. За дросселем сечение потока снова возрастает, поток замедляет свою скорость, его кинетическая энергия уменьшается, а энтальпия увеличивается до своего значения перед дросселем.

Не останавливаясь подробно на доказательствах, следует отметить, что в процессе дросселирования реальных газов, кроме изменения давления, может изменяться и температура (увеличиваться или уменьшаться). Допустим, дросселирование влажного пара всегда приводит к его охлаждению. Этот эффект используется в холодильной технике для получения низких температур.

При дросселировании идеального газа его температура не меняется.

**Пример 8.1** [15, с. 102–103]. К соплам газовой турбины подводятся продукты сгорания при  $p_1 = 10$  бар и  $t_1 = 600$  °С. Давление за соплом  $p_0 = 1,2$  бар. Расход газа через одно сопло 0,4 кг/с. Определить тип сопла и его геометрические размеры (диаметры выходного отверстия и горловины сопла). Считать, что продукты сгорания обладают свойствами воздуха (двухатомный газ).

### Решение

Вычислим отношение давлений до и после сопла:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1,2}{10} = 0,12.$$

Критическое отношение давлений для воздуха как для двухатомного газа  $\beta_{кр} = 0,528$  (см. таблицу на с. 81). Поскольку  $\beta < \beta_{кр}$ , то для срабатывания полного перепада давлений необходимо выбрать комбинированное сопло Лаваля, при этом давление на выходе  $p_2$  будет равно давлению среды  $p_0$ , в которую вытекают продукты сгорания, а давление в минимальном сечении (горловине сопла)  $p_{кр} = p_1 \beta_{кр} = 5,28$  бар.

Начальный удельный объем рабочего тела определяем из уравнения состояния идеального газа (газовая постоянная для воздуха  $R = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ):

$$p_1 v_1 = RT_1, \quad v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 873}{10 \cdot 10^5} = 0,251 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Удельные объемы рабочего тела в горловине сопла и на выходе определим из уравнения адиабатного процесса (показатель адиабаты для воздуха  $k = 1,4$ ):

$$\frac{p_{\text{кр}}}{p_1} = \left( \frac{v_1}{v_{\text{кр}}} \right)^k, \quad v_{\text{кр}} = v_1 \left( \frac{p_{\text{кр}}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,251 \cdot \left( \frac{5,28}{10} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 0,396 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^k, \quad v_2 = v_1 \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,251 \cdot \left( \frac{10}{1,2} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 1,141 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Скорость газов в минимальном сечении находится в соответствии с формулой (8.13):

$$w_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,4}{1,4+1} 10^6 \cdot 0,251} = 541,1 \text{ м/с},$$

а скорость газов на выходе из сопла — в соответствии с формулой (8.9):

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left( 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,4}{1,4-1} \cdot 10^6 \cdot 0,251 \cdot \left( 1 - \left( \frac{1,2}{10} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \right)} = 893 \text{ м/с}.$$

Площади минимального и выходного сечений сопла можно найти из выражения (8.15) для массового расхода:

$$f_{\text{min}} = \frac{\dot{M} v_{\text{кр}}}{w_{\text{кр}}} = \frac{0,4 \cdot 0,396}{541,1} = 2,93 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2,$$

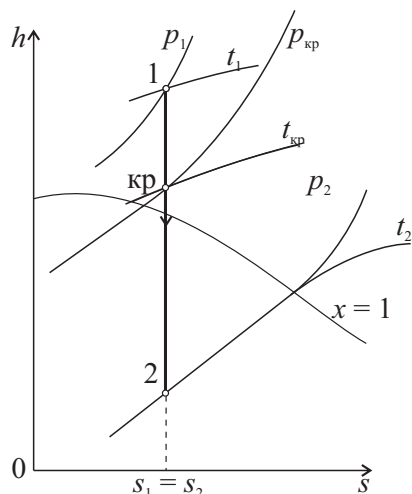
$$f_2 = \frac{\dot{M} v_2}{w_2} = \frac{0,4 \cdot 1,141}{893,0} = 5,11 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2,$$

далее диаметры минимального и выходного сечений определяются так:

$$d_{\min} = \sqrt{\frac{4f_{\min}}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 2,93 \cdot 10^{-4}}{3,14}} = 0,019 \text{ м},$$

$$d_2 = \sqrt{\frac{4f_2}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 5,11 \cdot 10^{-4}}{3,14}} = 0,026 \text{ м}.$$

**Пример 8.2.** Водяной пар с давлением  $p_1 = 50$  бар и температурой  $t_1 = 600^\circ\text{C}$  истекает в среду с давлением  $p_0 = 1$  бар. Расход газа через сопло составляет 5 кг/с. Выбрать тип сопла, найти скорость истечения и геометрические размеры сопла (диаметры минимального и выходного сечений).



### Решение

Вычислим отношение давлений до и после сопла:

$$\frac{p_0}{p_1} = \frac{1}{50} = 0,02.$$

Критическое отношение давлений для водяного пара  $\beta_{кр} = 0,546$  (см. таблицу на с. 81).

Поскольку  $\beta < \beta_{кр}$ , то для срабатывания полного перепада давлений необходимо выбрать комбинированное сопло Лавалья, при этом давление на выходе  $p_2$  будет равно давлению среды  $p_0$ , в которую вытекают продукты сгорания, а давление в горловине сопла

$$p_{кр} = p_1 \beta_{кр} = 50 \cdot 0,546 = 27,3 \text{ бар}.$$

Параметры пара найдем с помощью  $h-s$  диаграммы (прил. 4).

По начальным параметрам  $p_1 = 50$  бар и  $t_1 = 600^\circ\text{C}$  найдем

$$h_1 = 3670 \text{ кДж/кг}, v_1 = 0,08 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Проведя адиабату от точки 1 до изобары  $p_{кр} = 30$  бар и далее — до пересечения с изобарой  $p_2 = 1$  бар, найдем параметры в горловине сопла:

$$h_{кр} = 3480 \text{ кДж/кг}, v_{кр} = 0,12 \text{ м}^3/\text{кг}, t_{кр} = 510^\circ\text{C}$$



и на выходе

$$h_2 = 2670 \text{ кДж/кг}, v_2 = 1,9 \text{ м}^3/\text{кг}, t_2 = 100 \text{ }^\circ\text{C}, x_2 = 0,985.$$

Следовательно, критическая скорость в горловине сопла Лаваля согласно формуле (8.17)

$$w_{\text{кр}} = \sqrt{2(h_1 - h_{\text{кр}})} = \sqrt{2 \cdot (3670 - 3480) \cdot 10^3} = 616 \text{ м/с},$$

а скорость истечения из сопла — согласно формуле (8.16)

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2 \cdot (3670 - 2670) \cdot 10^3} = 1414 \text{ м/с}.$$

Из выражения для расхода газа (8.15) найдем площади минимального и выходного сечений сопла Лаваля:

$$f_{\text{min}} = \frac{\dot{M} v_{\text{кр}}}{w_{\text{кр}}} = \frac{5 \cdot 0,12}{616} = 9,74 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2,$$

$$f_2 = \frac{\dot{M} v_2}{w_2} = \frac{5 \cdot 1,9}{1414} = 6,72 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2,$$

далее рассчитаем диаметры минимального и выходного сечений:

$$d_{\text{min}} = \sqrt{\frac{4f_{\text{min}}}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 9,74 \cdot 10^{-4}}{3,14}} = 0,035 \text{ м},$$

$$d_2 = \sqrt{\frac{4f_2}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 6,72 \cdot 10^{-3}}{3,14}} = 0,092 \text{ м}.$$

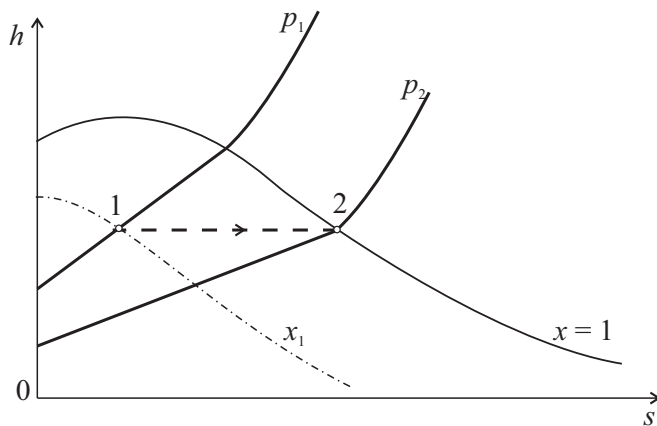
**Пример 8.3** [10, с. 48–53]. Определить начальную степень сухости пара, имеющего давление  $p_1 = 10$  бар, чтобы дросселированием до  $p_2 = 0,5$  бар получить сухой насыщенный пар. Процесс изобразить в  $h$ – $s$  координатах.

#### Решение

Точку 2 найдем на пересечении верхней пограничной кривой  $x = 1$  и изобары  $p_2 = 0,5$  бар. Затем проведем горизонтальную линию  $h = \text{const}$  влево и в месте пересечения ее с изобарой  $p_1 = 10$  бар найдем точку 1, которая лежит в области влажного пара. Определяем степень сухости в точке 1:

$$x = 0,93.$$

Изобразим процесс в  $h-s$  координатах.



---

## **Раздел Б. Прикладные вопросы термодинамики**

---



## 9. Компрессорные машины

**К**омпрессорами (от лат. compressio — сжатие) называются машины, предназначенные для сжатия (повышения давления) и дальнейшего перемещения газов и паров. Они широко применяются во всех областях техники. На сегодняшний день существует большое множество различных вариантов исполнения компрессоров. По принципу действия все их можно разделить на две группы: объемные и лопаточные (динамические) компрессоры.

В *объемных* компрессорах рабочее тело (газ или пар) подается в рабочую камеру, а затем сжимается за счет принудительного уменьшения доступного объема рабочей камеры (сближения стенок). Для предотвращения обратного хода газа используется система клапанов. Перекачка газа осуществляется порциями фиксированного объема. Объемные компрессоры могут быть *поршневыми* и *роторными* (роторно-пластинчатые, винтовые, спиральные, шестеренчатые, мембранные и жидкостно-кольцевые).

Конструкция и принцип работы поршневого компрессора будут рассмотрены далее, в подглаве 9.1. Из роторных компрессоров наибольшее распространение получили роторно-пластинчатые (рис. 9.1), состоящие из неподвижного корпуса 4 и эксцентрично расположенного вращающегося ротора 5. В прорезях ротора свободно перемещаются пластины 2, которые при вращении ротора выбрасываются из прорезей центробежной силой, плотно прижимаются к внутренней поверхности корпуса, в результате чего образуются межпластинчатые камеры 3, ограниченные поверхностями двух смежных пластин, ротора и стато-

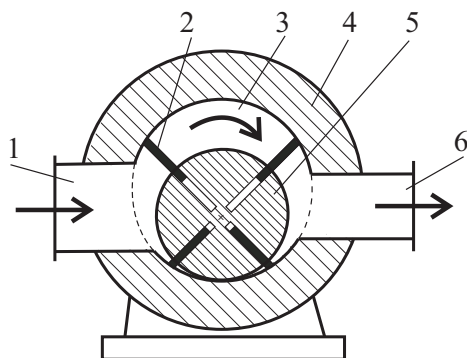


Рис. 9.1. Роторно-пластинчатый компрессор

ра. Объем камер в направлении вращения вначале возрастает, а потом уменьшается. Газ поступает через всасывающий патрубок 1, сжимается в камерах за счет сближения ограничивающих стенок и нагнетается в трубопровод 6.

В *лопаточных (динамических)* компрессорах газ перекачивается непрерывным потоком, процесс повышения давления происходит в результате движения газа через систему межлопаточных каналов вращающихся роторов и неподвижных каналов корпуса компрессора. Сначала рабочему телу вращающимся ротором сообщается высокая кинетическая энергия, газ приобретает высокую скорость. Затем в диффузоре (см. главу 8) скорость газа уменьшается, и его кинетическая энергия преобразуется в потенциальную энергию давления.

Лопаточные компрессоры, в свою очередь, подразделяют на *центробежные* (радиальные), в которых поток газа меняет направление своего движения, а напор создается посредством центробежной силы, и *осевые*, в которых основное направление потока газа совпадает с осью ротора.

Простейший центробежный компрессор со спиральным кожухом имеет рабочее колесо 2 (рис. 9.2), представляющее собой диск со специально спрофилированными лопатками 4, образующими радиально направленные каналы. Рабочее колесо укреплено на валу 1 и вращается с помощью двигателя. Газ, поступающий в межлопаточные каналы, отбрасывается центробежной силой к периферии, за счет чего частицам газа передается кинетическая энергия вращающегося колеса. Затем газ попадает в расширяющийся канал — диффузор 3, в котором происходит торможение потока, за счет уменьшения скорости давление газа повышается. Далее, сжатый газ поступает в нагнетательный патрубок 5.

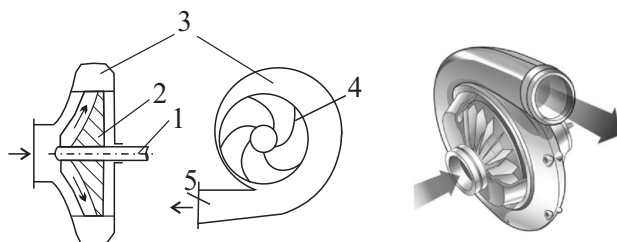


Рис. 9.2. Центробежный компрессор<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Фото с сайта <https://studfiles.net/preview/4520460/page:10/>

В осевом компрессоре поток газа движется вдоль оси вращения ротора. Осевой компрессор состоит из корпуса 1 (рис. 9.3), внутри которого вращается ротор. Ротор представляет собой несколько рядов рабочих лопаток 4, закрепленных на валу 2 и называемых рабочими колесами. За каждым рядом рабочих лопаток находится венец неподвижных направляющих лопаток 3, закрепленных на внутренней стенке корпуса. Рабочее колесо с последующим спрямляющим аппаратом образует одну ступень компрессора, обычно осевой компрессор имеет 5–10 ступеней. Профиль лопаток выбирается так, что при прохождении воздуха через межлопаточные каналы рабочих лопаток воздух ускоряется, а при прохождении через направляющий аппарат скорость воздуха уменьшается, давление возрастает.

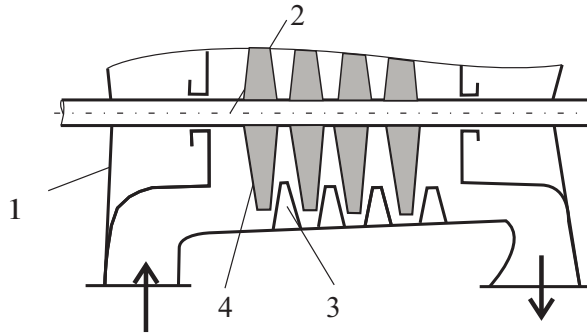


Рис. 9.3. Осевой компрессор

### 9.1. Одноступенчатый поршневой компрессор

Термодинамические особенности работы компрессоров рассмотрим на примере компрессора поршневого типа. К основным элементам конструкции поршневого компрессора (рис. 9.4) относятся цилиндр 3, расположенный горизонтально, вертикально или наклонно, поршень 4, всасывающий 2 и нагнетательный 1 клапаны, которые находятся в крышке цилиндра, а также кривошипно-шатунный механизм 5 с вращающимся коленчатым валом, за счет которого поршень совершает возвратно-поступательные движения. За один оборот вала поршень совершает полный рабочий цикл компрессора, включающий в себя два противоположных хода поршня.

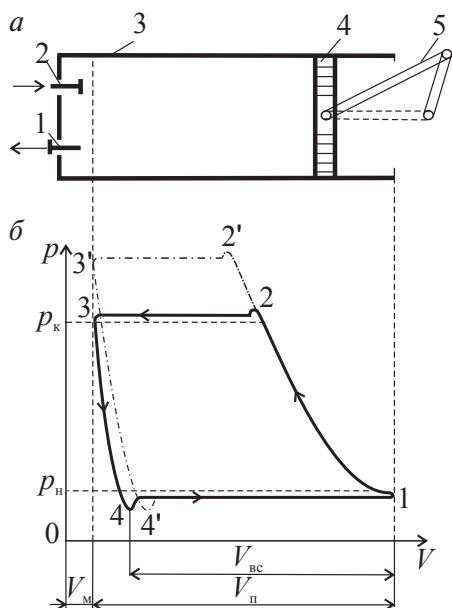


Рис. 9.4. Принципиальное устройство (а) и индикаторная диаграмма одноступенчатого поршневого компрессора (б)

Зависимость между давлением рабочего тела в цилиндре компрессора и объемом, занимаемым газом в данный момент времени, может быть получена с помощью специального прибора — индикатора и называется индикаторной диаграммой (рис. 9.4). При движении поршня из крайнего левого положения (точка 4) вправо в цилиндре образуется разрежение; за счет перепада давления открывается всасывающий клапан 2, и рабочее тело поступает в цилиндр компрессора (процесс 4—1). Давление рабочего тела  $p_1$  в данном процессе всегда несколько меньше давления среды  $p_n$ , из которой происходит всасывание, из-за сопротивления всасывающего трубопровода и клапана. Наличие «провала» на линии всасывания компрессора обусловлено дополни-

тельными усилиями, необходимыми для начального смещения клапана из своего гнезда.

Процесс всасывания заканчивается в тот момент, когда поршень достигает крайнего правого положения (рис. 9.4, б, точка 1). При обратном ходе поршня всасывающий клапан закрывается, происходит сжатие газа (процесс 1—2), сопровождающееся увеличением его давления и температуры.

При достижении заданного давления  $p_2$  открывается нагнетательный клапан и начинается выталкивание газа (процесс 2—3, рис. 9.4, б) в магистраль или в специальный сосуд — ресивер, предназначенный для сглаживания пульсаций давления, создаваемых циклической работой поршневого компрессора. Вследствие сопротивления, оказываемого нагнетательным клапаном, давление сжатого газа  $p_2$  в момент открытия последнего будет несколько выше, чем давление  $p_k$  в магистрали, в которую происходит нагнетание газа. Наличие «горба» также обусловлено дополнительным усилием, необходимым для начального смещения клапана.



Сжатая порция газа не полностью выталкивается поршнем в нагнетательный патрубок, т. к. между поршнем и торцевой стенкой остается зазор, называемый вредным (мертвым) объемом компрессора. Он необходим для того, чтобы предотвратить удар поршня о торцевую крышку цилиндра, в которой расположены клапаны, а также для компенсации удлинения поршня при нагревании. Объем вредного пространства  $V_m$  (см. рис. 9.4, б) может составлять 2–5 % от полного объема цилиндра.

В следующем цикле, когда поршень вновь начинает перемещаться слева направо, газ, оставшийся в мертвом пространстве, расширяется (процесс 3–4), его давление уменьшается. Процесс всасывания 4–1 начинается только тогда, когда давление газа в мертвом объеме упадет до начального давления  $p_1$ . Наличие вредного пространства уменьшает объем всасывания и, следовательно, снижает производительность компрессора, т. к. действительный объем всасывания  $V_{вс}$  оказывается меньше объема, описываемого поршнем  $V_{п}$  (см. рис. 9.4).

Поскольку все процессы, протекающие в реальном компрессоре, являются необратимыми, их нельзя анализировать методами классической термодинамики и описывать полученными в разделе А зависимостями. В связи с этим необходимо заменить реальные процессы наиболее близкими обратимыми процессами. Для этого принимаем ряд допущений:

- пренебрегаем вредным пространством компрессора (в этом случае вся порция сжатого газа будет выталкиваться поршнем в магистраль);
- пренебрегаем сопротивлением клапанов, будем считать процессы всасывания–нагнетания изобарными;
- считаем, что процесс сжатия носит политропный характер с постоянным значением показателя политропы.

С учетом таких допущений теоретический цикл работы компрессора будет иметь вид, изображенный на рис. 9.5.

Работа одного цикла компрессора будет равна сумме работ отдельных процессов: изобарного всасывания 4–1, политропного сжатия 1–2 и изобарного нагнетания 2–3. Так как работа эквивалентна площади под графиче-

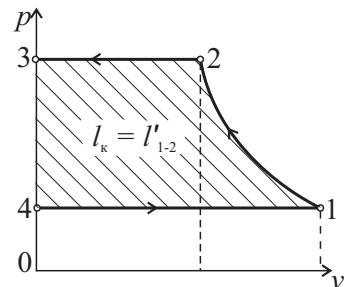


Рис. 9.5. Теоретический цикл одноступенчатого компрессора

ком процесса в диаграмме  $p-v$ , просуммируем площади под перечисленными выше процессами, учитывая, что  $l_{4-1} > 0$ ,  $l_{1-2} < 0$ ,  $l_{2-3} < 0$ . В результате получим площадь  $4-1-2-3$ , которая находится слева от кривой сжатия  $1-2$ , эквивалентную внешней работе  $l'$  данного процесса. Данная работа будет отрицательная, что абсолютно логично, потому что на сжатие газа работа затрачивается. Однако в теории компрессоров работу принято считать по абсолютной величине, т. е.  $l_k = |l'_{1-2}|$ . Тогда для политропного процесса работа компрессора может быть вычислена по формуле

$$l_k = |l'_{\text{пол}}| = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} R T_1 \left[ x^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \quad (9.1)$$

где  $x$  — степень повышения давления (сжатия),  $x = \frac{p_2}{p_1}$ .

Теоретический процесс сжатия газа в компрессоре в зависимости от условий теплообмена между рабочим телом и стенками цилиндра может осуществляться изотермически (с неизменной температурой), адиабатно (без теплообмена с окружающей средой) или в общем случае политропно. Сравним различные процессы сжатия (рис. 9.6), учитывая, что в изотермическом процессе показатель политропы имеет значение  $n = 1$  (процесс  $1-2'$ ), в адиабатном  $n = k$  (процесс  $1-2''$ ), а политропный процесс сжатия происходит с показателем  $1 < n < k$  (процесс  $1-2'''$ ). Работа, затрачиваемая на сжатие, в этих процессах будет различна.

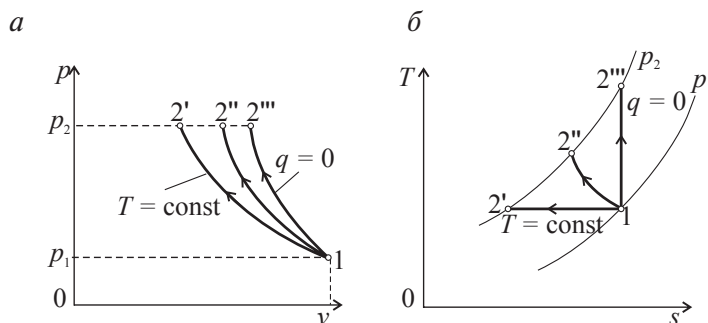


Рис. 9.6. Сравнение различных процессов сжатия в компрессоре в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

При изотермическом сжатии полезная внешняя работа, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, определится по формуле

$$l_k = |l'_{из}| = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = p_1 v_1 \ln x = RT_1 \ln x,$$

а для адиабатного сжатия как

$$l_k = |l'_{ад}| = p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = RT_1 \left[ x^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Сжатие по адиабате требует наибольшей затраты работы (площадь слева от кривой процесса на диаграмме  $p-v$  (рис. 9.6, *а*) будет наибольшей). Кроме того, существенно возрастает температура, что хорошо видно на диаграмме  $T-s$  (см. рис. 9.6, *б*). Поэтому делать компрессор теплоизолированным не имеет смысла.

Сжатие по изотерме позволяет затратить наименьшую работу (т. к. минимальна площадь слева от кривой сжатия на диаграмме  $p-v$ ). Однако практически осуществить изотермическое сжатие газа невозможно из-за того, что нельзя полностью отвести теплоту, выделяющуюся в процессе сжатия. Для полного отвода теплоты поршень в цилиндре должен перемещаться бесконечно медленно.

Исходя из этого, в реальных компрессорах осуществляют политропное сжатие, причем, чтобы уменьшить затраченную работу, процесс максимально стараются приблизить к изотермическому. В этих целях теплоту, выделяющуюся в процессе сжатия, отводят от компрессора путем охлаждения стенок цилиндра водой либо у компрессоров малой мощности стенки делают ребристыми, что также приводит к их интенсивному охлаждению за счет обдува воздухом.

Мощность  $N$ , затрачиваемая на сжатие газа, определится следующим образом:

$$N = \dot{M} l_k,$$

где  $\dot{M}$  — массовая производительность компрессора, кг/с.

Теплоту, выделяющуюся в процессе сжатия и отводимую от компрессора в теории компрессорных машин также принято считать по абсолютной величине. Тогда удельное количество теплоты, которое необходимо отвести в процессе политропного сжатия, можно найти как

$$q_k = |q_{\text{пол}}| = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_2), \quad (9.5)$$

а в процессе изотермического сжатия как

$$q_k = |q_{\text{из}}| = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = p_1 v_1 \ln x = RT_1 \ln x. \quad (9.6)$$

Рассмотренный нами одноступенчатый поршневой компрессор имеет ряд недостатков. В первую очередь, с увеличением конечного давления, растет температура газа, как это видно из диаграммы  $T$ – $s$  (см. рис. 9.6, б). В таблице приводятся конечные температуры  $T_2$  сжатого воздуха для различных степеней повышения давления при адиабатном сжатии ( $k = 1,4$ ) при начальной температуре воздуха  $t_1 = 20^\circ\text{C}$  ( $T_1 = 293\text{ K}$ ).

**Температура воздуха на выходе из одноступенчатого компрессора [5, с. 111]**

Температура воздуха	$x = \frac{p_2}{p_1}$								
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$T_2, \text{K}$	358	397	433	464	487	508	527	545	562
$t_2, ^\circ\text{C}$	85	124	160	191	214	235	254	272	289

Температурный предел сжатия газа в одной ступени определяется пределом термостойкости масла, смазывающего цилиндр машины. Смазочные масла, применяемые для этих целей, имеют температуру вспышки порядка  $200$ – $240^\circ\text{C}$ . Но уже при температурах  $150$ – $160^\circ\text{C}$  они начинают разлагаться, выделяя летучие компоненты, способные образовывать со сжимаемым газом взрывчатую смесь. Исходя из этого, повышение давления в одной ступени более  $5$ – $7$  не допускается.

Также с увеличением степени повышения давления возрастает влияние мертвого пространства на производительность компрессора, что хорошо видно из индикаторной диаграммы (см. рис. 9.4). С увеличением  $p_2$  процесс расширения газа, оставшегося во вредном пространстве (процесс  $3' - 4'$ ), смещается в область больших объемов, в результате чего уменьшается объем всасывания.

Кроме того, чем выше конечное давление, тем значительнее отклонение реального политропного процесса сжатия от изотермического, тем ниже экономичность процесса. Поэтому для получения газа вы-

сокого давления применяют многоступенчатые компрессоры, в которых сжатие осуществляется в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным охлаждением газа после каждого сжатия (рис. 9.7).

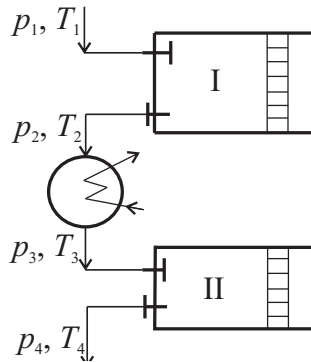


Рис. 9.7. Схема двухступенчатого компрессора

## 9.2. Многоступенчатый компрессор

Рассмотрим сначала работу двухступенчатого компрессора (см. рис. 9.7). В первой ступени газ сжимается политропно от начального давления  $p_{\text{нач}} = p_1$  до давления  $p_2$ , при этом происходит уменьшение объема и увеличение температуры от  $T_1$  до  $T_2$ . Затем сжатый газ поступает в теплообменный аппарат (промежуточный холодильник) I ступени, в котором он охлаждается при постоянном давлении  $p_2 = p_3$  до температуры  $T_3$ , которая, как правило, близка к начальной температуре ( $T_3 = T_1$ ).

Далее охлажденный газ поступает в цилиндр второй ступени, в котором он вновь политропно сжимается от давления  $p_3$  до давления  $p_4 = p_{\text{кон}}$ , после чего направляется к потребителю.

Общая работа сжатия газа в двухступенчатом компрессоре равна сумме работ отдельных ступеней  $l_{\text{к}} = l_{\text{к}}^{\text{I}} + l_{\text{к}}^{\text{II}}$  и изображается площадью  $a1234ca$  (диаграмма  $p-v$ , рис. 9.8). Она меньше площади фигуры  $a1bca$ , соответствующей работе политропного сжатия газа в тех же пределах давления в одноступенчатом компрессоре на величину заштрихованной площади. Нетрудно видеть, что увеличение числа ступеней

приближает ломаную линию сжатия газа 1234 (диаграмма  $p-v$ , рис. 9.8) к изотерме, уменьшая работу сжатия.

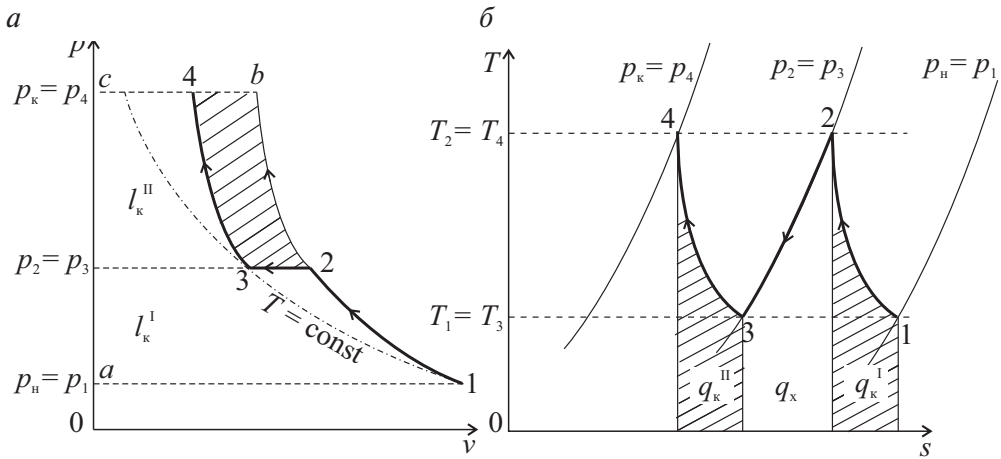


Рис. 9.8. Изображение процессов, протекающих в двухступенчатом компрессоре в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Будем считать, что сжатие в обеих ступенях происходит по полиотропе с одинаковым показателем  $n$ , тогда работы, затраченные на сжатие газа в 1-й и 2-й ступенях, могут быть вычислены по формуле (9.1):

$$l_k^I = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[ x_1^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right],$$

$$l_k^{II} = \frac{n}{n-1} RT_3 \left[ x_2^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right],$$

причем степень повышения давления для первой ступени  $x_1 = \frac{p_2}{p_1}$ , для

второй  $x_2 = \frac{p_4}{p_3}$ .

Полная степень повышения давления, которая является основной характеристикой компрессора, рассчитывается как

$$X = \frac{p_{\text{кон}}}{p_{\text{нач}}} = \frac{p_4}{p_1} = x_1 x_2.$$

В общем случае степени повышения давления в отдельных ступенях могут различаться, однако минимальная затрата энергии на сжатие газа

в двухступенчатом компрессоре будет иметь место при их равенстве:  $x_1 = x_2$  (это можно доказать, если найти минимум функции  $l_k(x)$ ). Тогда

$$X = x_1^2, \quad x_1 = x_2 = \sqrt{X}.$$

Поскольку охлаждение в промежуточном холодильнике происходит до температуры  $T_3 = T_1$ , то затраченные в ступенях работы будут одинаковыми  $l_k^I = l_k^{II}$ , а работа всего компрессора будет определяться как  $l_k = 2l_k^I$ .

Отвод теплоты в двухступенчатом компрессоре происходит как в ступенях (площади под кривыми 1–2 и 3–4 на диаграмме  $T-s$ , рис. 9.8), так и в промежуточном холодильнике (площадь под кривой 2–3). Общее количество отведенной теплоты

$$q_k = q_k^I + q_k^{II} + q_x,$$

где

$$\begin{aligned} q_k^I &= c_v \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_1), \\ q_k^{II} &= c_v \frac{n-k}{n-1} (T_3 - T_4), \\ q_x &= c_p (T_2 - T_3), \end{aligned} \quad (9.2)$$

причем при одинаковых степенях повышения давления в ступенях температуры на выходе из ступеней будут одинаковыми ( $T_4 = T_2$ ), что следует из соотношения параметров в политропном процессе

$$\begin{aligned} T_2 &= T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = T_1 x^{\frac{n-1}{n}}, \\ T_4 &= T_3 \left( \frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} = T_3 x^{\frac{n-1}{n}} = T_1 x^{\frac{n-1}{n}}. \end{aligned}$$

Поскольку  $q_k^I = q_k^{II}$ , то и общее количество отведенной теплоты

$$q_k = 2q_k^I + q_x.$$

Если компрессор имеет  $m$  ступеней, полная степень повышения давления

$$X = \frac{p_{\text{кон}}}{p_{\text{нач}}} = x_1 x_2 \cdots x_m = x^m.$$

Тогда степень повышения давления  $x$  в каждой ступени можно найти как

$$x = \sqrt[n]{X} = \sqrt[n]{\frac{p_{\text{кон}}}{p_{\text{нач}}}}. \quad (9.3)$$

Затраченная в многоступенчатом компрессоре работа

$$l_k = m l_k^1.$$

Удельное количество теплоты, отводимое от многоступенчатого компрессора,

$$q_k = m q_k^1 + (m - 1) q_x,$$

где  $q_k^1$  и  $q_x$  определяются по выражениям (9.2).

**Пример 9.1** [15, с. 123–124]. В одноступенчатом компрессоре воздух сжимается от давления  $p_1 = 1$  ат до давления  $p_2 = 2,8$  ат. Температура воздуха на входе в компрессор  $t_1 = 17^\circ\text{C}$ . Определить температуру на выходе из компрессора, затраченную на сжатие, работу и количество отведенной теплоты:

- при изотермическом сжатии;
- политропном сжатии ( $n = 1,25$ );
- адиабатном сжатии.

#### Решение

Рассчитаем изотермическое сжатие:  $T_1 = T_2 = 17 + 273 = 290$  К.

Удельная работа, затраченная на сжатие газа в изотермическом процессе,

$$l_k = -RT \ln \frac{p_2}{p_1} = -287 \cdot 290 \ln \frac{2,8}{1} = -85\,695 \text{ Дж/кг} = -85,7 \text{ кДж/кг}.$$

Количество отведенной от компрессора удельной теплоты

$$q_k = l_k = -85,7 \text{ кДж/кг}.$$

Рассчитаем политропное сжатие ( $n = 1,25$ ).

Температура в конце процесса сжатия находится из уравнения политропного процесса:

$$T_2 = T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 290 \cdot \left( \frac{2,8}{1} \right)^{\frac{1,25-1}{1,25}} = 356 \text{ К}.$$



Удельная работа, затраченная на сжатие газа в политропном процессе:

$$l_k = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{1,25}{1,25-1} \cdot 287 \cdot 290 \cdot \left[ \left( \frac{2,8}{1} \right)^{\frac{1,25-1}{1,25}} - 1 \right] =$$

$$= 0,905 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг} = 90,5 \text{ кДж/кг}.$$

Количество отведенной от компрессора теплоты:

$$q_k = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_2) = 0,72 \cdot \frac{1,25-1,4}{1,25-1} \cdot (290 - 356,3) = 28,6 \text{ кДж/кг}.$$

Рассчитаем адиабатное сжатие при  $q_k = 0$ :

$$T_2 = T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 290 \cdot \left( \frac{2,8}{1} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 389 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$l_k = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{1,4}{1,4-1} \cdot 287 \cdot 290 \cdot \left[ \left( \frac{2,8}{1} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} - 1 \right] =$$

$$= 0,948 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг} = 94,8 \text{ кДж/кг}.$$

Из полученных результатов видно, что максимальная затраченная работа имеет место в адиабатном процессе, а минимальная — в изотермическом. Количество отводимой теплоты, наоборот, максимально в изотермическом процессе и минимально (т. е. равно нулю) в адиабатном. Температура на выходе из ступени при адиабатном сжатии самая высокая.

**Пример 9.2.** Многоступенчатый компрессор сжимает воздух от давления  $p_1 = 1,04$  бар до давления  $p_k = 105$  бар. Определить число ступеней компрессора, параметры воздуха в ступенях, мощность двигателя на привод одной ступени, количество отведенной от компрессора теплоты и расход охлаждающей воды, если температура воздуха на входе  $-3$  °C, сжатие воздуха в компрессоре политропное,  $n = 1,22$ . Объемная производительность компрессора  $V = 275 \text{ м}^3/\text{ч}$ . Максимально допустимая температура воздуха на выходе из ступени  $170$  °C. Нагрев охлаждающей воды  $\Delta t_b = 15$  °C.

### Решение

Найдем максимально возможную степень сжатия воздуха в одной ступени  $x_{\max}$ . Так как процесс сжатия является политропным, то

$$\frac{T_{2\text{доп}}}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}};$$

откуда

$$x_{\max} = \frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{T_{2\text{доп}}}{T_1} \right)^{\frac{n}{n-1}} = \left( \frac{170 + 273}{-3 + 273} \right)^{\frac{1,22}{1,22-1}} = 15,6.$$

Полная степень сжатия воздуха

$$X = \frac{p_k}{p_1} = \frac{105}{1,04} = 100,96.$$

Число ступеней можно найти, воспользовавшись соотношением (9.3), откуда

$$m = \frac{\ln X}{\ln x_{\max}} = \frac{\ln 100,96}{\ln 15,6} = 1,67.$$

Принимаем число ступеней  $m = 2$ , причем округление производим в большую сторону (чтобы не превысить максимально допустимую температуру на выходе из ступени).

Уточним степень сжатия в ступени:

$$x = \sqrt[m]{X} = \sqrt[2]{100,96} = 10,05.$$

Следовательно, параметры воздуха на выходе из первой ступени рассчитываются как

$$p_2 = p_1 x = 1,04 \cdot 10,05 = 10,45 \text{ бар},$$

$$T_2 = T_1 (x)^{\frac{n-1}{n}} = (-3 + 273)(10,05)^{\frac{1,22-1}{1,22}} = 409 \text{ К} = 136 \text{ }^\circ\text{C},$$

т. е.  $T_2 < T_{2\text{доп}}$ .

Протекающие в двухступенчатом компрессоре процессы изображены на рис. 9.8. Рассчитаем параметры воздуха на входе и на выходе из ступеней:

- т. 1 —  $p_1 = 1,04 \text{ бар}$ ;  $T_1 = 270 \text{ К}$ ;  $v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 270}{1,04 \cdot 10^5} = 0,745 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;

- Т. 2 —  $p_2 = 10,45$  бар;  $T_2 = 409$  К;

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{287 \cdot 409}{10,45 \cdot 10^5} = 0,112 \text{ м}^3/\text{кг};$$

- Т. 3 —  $p_3 = p_2 = 10,45$  бар;  $T_3 = T_1 = 270$  К;

$$v_3 = \frac{RT_3}{p_3} = \frac{287 \cdot 270}{10,45 \cdot 10^5} = 0,074 \text{ м}^3/\text{кг};$$

- Т. 4 —  $p_4 = p_3 = 105$  бар;  $T_4 = T_2 = 409$  К;

$$v_4 = \frac{RT_4}{p_4} = \frac{287 \cdot 409}{105 \cdot 10^5} = 0,011 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Удельная работа, затраченная на сжатие газа в одной ступени, при политропном сжатии:

$$l_k^I = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[ x_1^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] =$$

$$= \frac{1,22}{1,22-1} \cdot 287 \cdot 270 \cdot \left( 10,05^{\frac{1,22-1}{1,22}} - 1 \right) = 221,8 \text{ кДж/кг}.$$

Работа, затраченная на сжатие во всем компрессоре, рассчитывается так:

$$l_k = m l_k^I = 2 \cdot 221,8 = 443,6 \text{ кДж/кг},$$

а мощность, затраченная на привод одной ступени, — так:

$$N_I = l_k^I \dot{M} = 221,8 \cdot 0,1035 = 22,96 \text{ кВт},$$

здесь массовая производительность компрессора находится из уравнения состояния идеального газа:

$$\dot{M} = \frac{\dot{V}_1 p_1}{RT_1} = \frac{275 \cdot 1,04 \cdot 10^5}{3600 \cdot 287 \cdot 270} = 0,1025 \text{ кг/с}.$$

Удельное количество отведенной с помощью охлаждающей воды от компрессора теплоты:

$$q_k = m q_k^I + (m-1) q_x,$$

где

$$q_k^1 = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_2) = 0,72 \cdot \frac{1,22-1,4}{1,22-1} \cdot (270 - 409) = 81,9 \text{ кДж/кг};$$

$$q_x = c_p (T_2 - T_3) = 1,01 \cdot (409 - 270) = 153 \text{ кДж/кг},$$

тогда

$$q_k = 2 \cdot 81,9 + 153 = 317 \text{ кДж/кг}.$$

Полное количество отведенной от компрессора теплоты:

$$\dot{Q}_k = q_k \dot{M} = 317 \cdot 0,1025 = 32,5 \text{ кВт}.$$

Расход охлаждающей воды:

$$\dot{M}_B = \frac{\dot{Q}_k}{c_{pB} \cdot \Delta t_B} = \frac{32,5}{4,19 \cdot 15} = 0,517 \text{ кг/с} = 1861 \text{ кг/ч}.$$

---

## 10. Циклы тепловых двигателей

---

### 10.1. Общие понятия теории тепловых двигателей

---

**К**ак уже было сказано в главе 5, *тепловой двигатель* — это устройство, предназначенное для непрерывного превращения теплоты некоторого источника в работу, т.е. тепловой энергии в механическую. Тепловой двигатель должен иметь верхний источник теплоты с температурой  $T_1$ ; нижний источник теплоты (теплоприемник) с температурой  $T_2 < T_1$  и рабочее тело, совершающее круговой (циклический) процесс (см. рис. 5.1).

Согласно первому закону термодинамики для цикла теплового двигателя, полезная работа цикла  $l_0$  равна полезно использованной в цикле теплоте  $q_0$  и, в свою очередь, равна разности теплоты  $q_1$ , подводимой к рабочему телу, и теплоты  $q_2$ , отводимой от рабочего тела:

$$l_0 = q_0 = q_1 - q_2.$$

Здесь уже учтено, что теплота  $q_2$  отводится от рабочего тела, следовательно, она является отрицательной, поэтому далее отводимая теплота считается по абсолютной величине как  $|q_2|$ .

Согласно второму закону термодинамики, вся теплота, подводимая к рабочему телу от верхнего источника, не может быть превращена в работу, т.е.  $q_2 \neq 0$ .

Термодинамический анализ работы любого теплового двигателя включает в себя две задачи: расчет обратимого теоретического цикла и оценку потерь, связанных с необратимостью реальных процессов, протекающих в двигателе.

Термодинамическую эффективность обратимого теоретического цикла оценивают с помощью *термического коэффициента полезного*

действия  $\eta_t$ , который показывает, какая часть подводимой к рабочему телу теплоты превращается в работу в теоретическом цикле, и определяется по формуле

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (10.1)$$

Поскольку  $q_2 \neq 0$ , термический коэффициент полезного действия всегда меньше единицы, т. е.  $\eta_t < 1$ . Очевидно, что чем выше КПД, тем эффективнее цикл теплового двигателя.

Действительные процессы, происходящие в тепловом двигателе, являются необратимыми. Потери, связанные с необратимостью, называют внутренними, т. к. они происходят в самом рабочем теле. Эти потери приводят к тому, что действительная полезная работа необратимого цикла  $l_d$  получается меньше рассчитанной по уравнениям обратимых процессов теоретической работы  $l_0$ . Эффективность необратимого цикла характеризуют *внутренним КПД*, который показывает, какая часть подводимой к рабочему телу теплоты превращается в работу в действительном цикле:

$$\eta_i = \frac{l_d}{q_1}.$$

Отношение действительной работы  $l_d$ , полученной в цикле, к теоретической работе  $l_0$  называется *внутренним относительным КПД*:

$$\eta_{oi} = \frac{l_d}{l_0}.$$

Величину внутреннего относительного КПД обычно определяют экспериментально. С учетом этого понятия внутренний КПД цикла будет определяться как

$$\eta_i = \eta_t \eta_{oi}.$$

Кроме внутренних потерь, происходящих в рабочем теле, необходимо учитывать потери энергии в других узлах установки, например электрические потери в электрогенераторе, потери теплоты через изоляцию в паропроводе и в парогенераторе, механические потери, связанные с трением, и т. п. Все эти потери можно учесть с помощью соответствующих КПД — механического  $\eta_m$ , электрического  $\eta_{эл}$  и т. д.,

тогда эффективный КПД всего цикла будет определяться как

$$\eta_e = \eta_t \eta_{oi} \eta_{мех} \eta_{эл} \dots$$

Рассмотрим произвольный цикл теплового двигателя, изображенный в  $T-s$  координатах (рис. 10.1).

Количество теплоты в обратимом процессе определяется площадью под кривой процесса в диаграмме  $T-s$  (см. главу 5). Тогда количество подводимой в цикле теплоты  $q_1$  будет эквивалентно

площади под кривой процесса  $abc$ , которую, согласно теореме о среднем, можно вычислить как площадь равновеликого прямоугольника с основанием  $\Delta s$  и высотой  $T_1^*$ :

$$q_1 = \int_{abc} T(s) ds = T_1^* \cdot \Delta s.$$

Аналогично можно найти количество теплоты, отводимой в циклы, учитывая, что эта величина берется по модулю

$$q_2 = \int_{cda} T(s) ds = T_2^* |\Delta s|;$$

тогда термический КПД цикла будет определяться как

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2^* |\Delta s|}{T_1^* \cdot \Delta s} = 1 - \frac{T_2^*}{T_1^*}, \quad (10.2)$$

где  $T_1^*$  и  $T_2^*$  — среднеинтегральные температуры подвода и отвода теплоты соответственно.

Из формулы (10.2) следует, что термический КПД будет зависеть от характера термодинамических процессов цикла; он будет возрастать с увеличением среднеинтегральной температуры подвода теплоты  $T_1^*$  и с уменьшением среднеинтегральной температуры отвода теплоты  $T_2^*$ , причем изменение температуры нижнего источника теплоты

будет влиять на КПД сильнее, чем верхнего  $\left( \text{т. к. } \left| \frac{\partial \eta_t}{\partial T_2^*} \right| > \left| \frac{\partial \eta_t}{\partial T_1^*} \right| \right)$ .

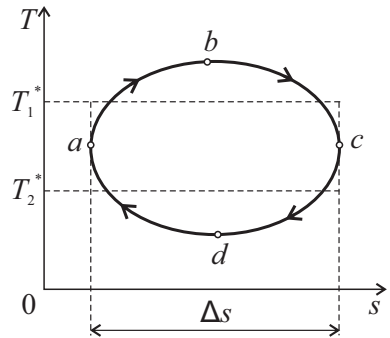


Рис. 10.1. Произвольный цикл теплового двигателя

## 10.2. Цикл Карно. Теоремы Карно

При рассмотрении теоретических основ работы тепловых двигателей возникает весьма важный вопрос о создании наиболее эффективной тепловой машины, имеющей максимально возможный термический КПД. Эта проблема была решена в 1824 году французским инженером Сади Карно в опубликованной им работе «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развить эту силу».

Рассуждения С. Карно, приведенные в этой работе, можно свести к следующему: в идеальной тепловой машине должны быть исключены все потери на необратимость процессов. Это возможно, если передача теплоты от верхнего источника к рабочему телу и от рабочего тела к нижнему холодному источнику происходит при температуре, равной температуре самих источников, т. е. изотермически. В то же время изменение температуры рабочего тела от  $T_1$  до  $T_2$  и обратно для исключения необратимого теплообмена должно происходить только адиабатически.

Таким образом, идеальный цикл теплового двигателя, известный под названием *цикла Карно* (рис. 10.2), состоит из следующих процессов: изотермического подвода теплоты от верхнего источника с постоянной температурой  $T_1$  к рабочему телу (процесс 4–1); адиабатного расширения рабочего тела с уменьшением температуры рабочего тела от  $T_1$  до  $T_2$  (процесс 1–2); изотермического отвода теплоты к нижнему источнику с постоянной температурой  $T_2$  (процесс 2–3); адиабатного сжатия с повышением температуры от  $T_2$  до  $T_1$  (процесс 3–4).

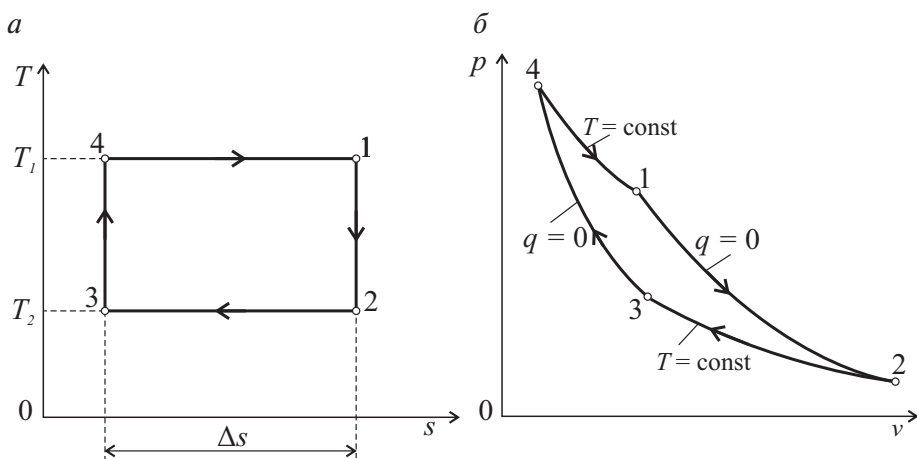


Рис. 10.2. Цикл Карно в координатах  $T-s$  (а) и  $p-v$  (б)



Найдем термический КПД данного цикла, для чего определим количество подводимой и отводимой в цикле теплоты:

$$q_1 = \int_4^1 T ds = T_1 \cdot \Delta s_{4-1},$$

$$q_2 = \int_2^3 T ds = T_2 |\Delta s_{2-3}|,$$

тогда термический КПД цикла Карно будет определяться как

$$\eta_t^{\text{К}} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 |\Delta s_{2-3}|}{T_1 \cdot \Delta s_{4-1}} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (10.3)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  — температуры верхнего и нижнего источников теплоты соответственно.

Исходя из формулы (10.3) можно сформулировать утверждение, которое называется *1-й теоремой Карно*: термический КПД цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела, а зависит только от значений температур верхнего и нижнего источников тепла.

Сравним теперь термические КПД цикла Карно и произвольного цикла теплового двигателя  $abcda$ , совершающегося в том же интервале температур, что и цикл Карно (рис. 10.3); для удобства анализа интервал изменения энтропии в обоих циклах будет одинаковым (хотя это условие не является обязательным).

Термический КПД цикла Карно находится по выражению

$$\eta_t^{\text{К}} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

а КПД произвольного цикла  $abcda$  согласно формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2^*}{T_1^*}.$$

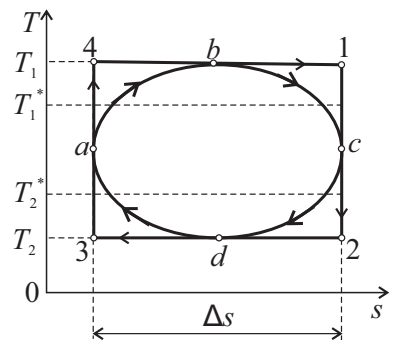


Рис. 10.3. Сравнение цикла Карно и произвольного цикла теплового двигателя, совершающегося в том же интервале температур

Очевидно, что  $T_1^* \leq T_1$ ,  $T_2^* \geq T_2$ . Следовательно,  $\eta_i^k \geq \eta_i^{abcd}$ . Тогда 2-я теорема Карно может быть сформулирована следующим образом: цикл Карно имеет максимально возможный КПД среди всех циклов тепловых двигателей, работающих в том же интервале температур. Благодаря этому цикл Карно играет роль эталона.

Хотя цикл Карно и имеет максимальный КПД, в реальных тепловых двигателях, работающих на газообразном рабочем теле, он не осуществим.

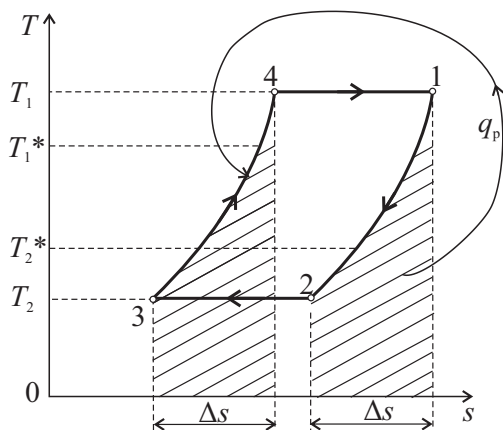


Рис. 10.4. Обобщенный цикл Карно

Такое положение связано с тем, что для изотермического подвода и отвода теплоты в газах процесс должен протекать бесконечно медленно. Цикл Карно можно осуществить на двухфазном рабочем теле, например на влажном паре, однако его применение нецелесообразно из-за ряда существенных недостатков (подробно это вопрос рассмотрен в подглаве 13.2).

Для того чтобы понять, каким образом можно увеличить эффективность преобразования теплоты в работу в тепловых двигателях, рассмотрим цикл (рис. 10.4), состоящий из двух изотерм 4–1, 2–3 и двух эквидистантных (т. е. идущих на одинаковом расстоянии друг от друга) политроп 1–2 и 3–4.

КПД этого цикла будет определяться выражением

$$\eta_i = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{|q_{1-2}| + |q_{2-3}|}{q_{3-4} + q_{4-1}} = 1 - \frac{T_2^*}{T_1^*}$$

и будет меньше КПД цикла Карно, совершающегося в интервале температур  $T_1 - T_2$ .

Количество теплоты, которое отводится от рабочего тела в процессе 1–2, равно количеству теплоты, подводимому к рабочему телу от верхнего источника в процессе 3–4, т. к. равны площади под кривыми 1–2 и 3–4 (рис. 10.4). Причем подвод и отвод теплоты в этих процессах осуществляется в одном интервале температур. Тогда теплоту, отводимую в процессе 1–2, можно не выбрасывать в окружающую сре-

ду, а использовать полезно для нагревания рабочего тела в процессе 3—4. Процесс совмещения верхнего и нижнего источников теплоты, работающих в одном интервале температур, называется *регенерацией теплоты*. Технически такой процесс осуществляют в теплообменных аппаратах (регенераторах).

Найдем КПД рассматриваемого цикла с учетом регенерации теплоты. Так как внешний подвод и отвод теплоты останутся только в изотермических процессах 4—1 и 2—3, изменение энтропии в которых по абсолютной величине одинаково (вследствие эквидистантности политроп), то

$$\eta_r^p = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{|q_{2-3}|}{q_{4-1}} = 1 - \frac{T_2 |\Delta s_{2-3}|}{T_1 \cdot \Delta s_{4-1}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \eta_r^k.$$

Таким образом, цикл, состоящий из двух изотерм и двух эквидистантных политроп и с регенерацией теплоты, имеет термический КПД цикла Карно и называется *обобщенным циклом Карно*.

В том случае, когда  $|q_{1-2}| = q_{3-4}$ , т. е. количество теплоты, подводимое к рабочему телу за счет регенеративного теплообмена, и количество реальной воспринятой им теплоты равны, регенерация называется *полной*. Обычно такое условие не выполняется вследствие тепловых потерь, однако и неопредельная регенерация приводит к увеличению термического КПД цикла.

Отношение действительного количества теплоты, воспринимаемого рабочим телом, к максимально возможному количеству теплоты называется *степенью регенерации*  $\sigma$ , определяемой чаще всего экспериментально:

$$\sigma = \frac{q_p}{q_p^{\max}}.$$

Практическое применение регенерации и ее влияние на термический КПД реальных тепловых двигателей будет подробно рассмотрено далее в разделах, посвященных циклам газо- и паротурбинных установок.

---

## 11. Поршневые двигатели внутреннего сгорания

---

### 11.1. Назначение и классификация

---

**Д**вигателями внутреннего сгорания (ДВС) называют тепловые машины, в которых сгорание топлива происходит внутри самого двигателя. В поршневых ДВС преобразование тепловой энергии в механическую работу осуществляется воздействием газов на движущийся поршень.

В настоящее время поршневые ДВС — это одни из самых распространенных типов тепловых двигателей, которые используются для привода различных видов транспорта (наземного, воздушного, водного), сельскохозяйственной и строительной техники, электрогенераторов, всевозможного инструмента (бензопил, газонокосилок и т. д.).

К достоинствам поршневых ДВС можно отнести их невысокую стоимость, небольшую массу, компактность, возможность быстрого запуска и останова, автономность в работе. Однако имеется и ряд существенных недостатков, таких как высокий уровень шума, токсичность выбрасываемых в окружающую среду продуктов сгорания топлива, низкий уровень КПД.

В ДВС применяют жидкое или газообразное топливо. Наибольшее распространение получило жидкое топливо, которое получается путем переработки нефти (бензин, дизельное топливо), а также сжиженные газы (смесь сжиженных под давлением легких углеводородов, чаще всего пропана и бутана). Из газообразных видов топлива в основном используется сжатый природный газ. К альтернативным современным видам топлива можно отнести спирты, биогаз и биодизель, водород.

К основным элементам поршневого ДВС (далее просто ДВС) относятся (рис. 11.1) цилиндр 3, в котором перемещается поршень 2, картер 1, всасывающий и выпускной клапаны 5, размещенные на головке

цилиндра 4, и кривошипно-шатунный механизм 7, который преобразует возвратно-поступательное движение поршня во вращательное движение коленчатого вала. Действительный двигатель, в отличие от его принципиальной схемы, имеет более сложное устройство.

Рабочим циклом ДВС называется совокупность периодически повторяющихся процессов в цилиндре двигателя. Отдельный процесс рабочего цикла, совершающийся в цилиндре двигателя за один ход поршня, называется тактом. Рабочий цикл ДВС может осуществляться за два или за четыре такта (соответственно за один или два оборота коленчатого вала), в зависимости от чего, двигатели называются 2- или 4-тактными.

При движении поршня внутри цилиндра имеют место два крайних положения (рис. 11.1), называемые *верхней мертвой точкой* (ВМТ) и *нижней мертвой точкой* (НМТ). Объем пространства, заключенный между ВМТ и НМТ, является рабочим объемом цилиндра  $V_h$ , а объем пространства между поршнем, находящимся в ВМТ, и головкой цилиндра — объем камеры сгорания  $V_c$ . Тогда полный объем цилиндра  $V$  будет складываться из рабочего объема и объема камеры сгорания  $V = V_c + V_h$ .

Отношение полного объема цилиндра к объему камеры сгорания называется *степенью сжатия*:  $\varepsilon = \frac{V}{V_c}$ . Степень сжатия — это одна из основных характеристик ДВС.

Поршневые ДВС можно классифицировать по разным признакам:

- по способу смешения топлива с окислителем (воздухом) — на двигатели с внешним смесеобразованием (горючая смесь образуется вне цилиндра) и двигатели с внутренним смесеобразованием (смешение топлива с воздухом происходит непосредственно внутри цилиндра);

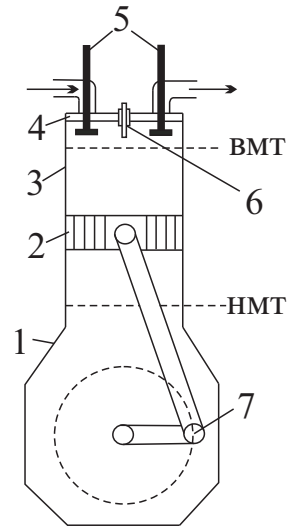


Рис. 11.1. Принципиальное устройство поршневого ДВС [5, с. 117]:

1 — картер; 2 — поршень; 3 — цилиндр; 4 — головка; 5 — всасывающий и выпускной клапаны; 6 — форсунка (дизельный ДВС) или свеча (карбюраторный ДВС); ВМТ и НМТ — соответственно верхняя и нижняя мертвые точки

- по способу воспламенения горючей смеси — на двигатели с принудительным воспламенением от постороннего источника (например, от искры), двигатели с самовоспламенением топлива под действием высокой температуры сжатого воздуха и двигатели с комбинированным воспламенением;
- по способу наполнения рабочего цилиндра — двигатели, в которых всасывание рабочей смеси или воздуха осуществляется непосредственно поршнем, и двигатели с наддувом, в которых рабочая смесь или воздух подаются в цилиндр под повышенным давлением от нагнетателя;
- по количеству рабочих цилиндров — на одно- и многоцилиндровые;
- по расположению цилиндров — на вертикальные (однорядные), V-образные (двухрядные) и горизонтальные (оппозитные) и т. д.

Несмотря на многообразие различных типов ДВС, с точки зрения характера термодинамических процессов, протекающих в них (а точнее, характера процесса горения топлива, т. е. способа подвода теплоты), все двигатели можно разделить на 3 категории:

- с подводом теплоты при постоянном объеме;
- с подводом теплоты при постоянном давлении;
- со смешанным подводом теплоты.

## **11.2. Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто)**

---

Двигатели внутреннего сгорания, для которых характерен данный цикл, относятся к категории 4-тактных двигателей с внешним смесеобразованием. В качестве топлива используются легкие виды (бензин, газ), основной особенностью которых является быстрый (практически мгновенный) процесс горения. Назван цикл в честь немецкого инженера-изобретателя Николауса Августа Отто, который в 1876 году построил первый 4-тактный газовый двигатель внутреннего сгорания.

Смешение топлива с воздухом в классических двигателях, работающих по циклу Отто, происходит в специальном устройстве — карбюраторе. На рис. 11.2 показана схема простейшего карбюратора. В поплавковую камеру 3 из топливного бака поступает топливо, уро-

вень которого поддерживается постоянным при помощи поплавка 2 с иглой 1. Поплавковая камера сообщается с окружающей средой, поэтому топливо там находится под атмосферным давлением. При движении поршня сверху вниз атмосферный воздух проходит через диффузор 6; под действием разности давлений в поплавковой камере и диффузоре топливо из поплавковой камеры через специальное калиброванное отверстие 4, называемое жиклером, и распылитель 5 поступает в диффузор и смешивается с воздухом. Далее горючая смесь поступает в камеру сгорания двигателя через впускной клапан и воспламеняется от свечи 8. Количество горючей смеси, поступающей в двигатель и, следовательно, мощность двигателя регулируется дроссельной заслонкой 7.

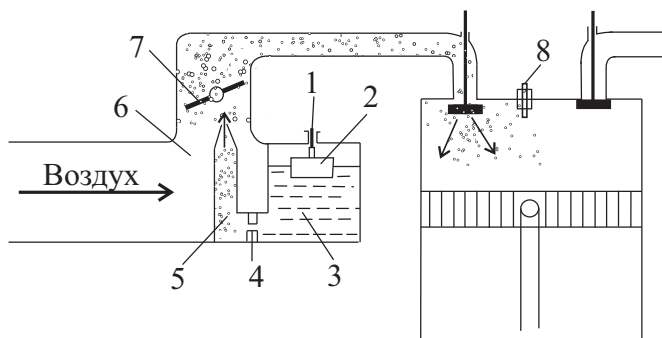


Рис. 11.2. Устройство карбюратора [5, с. 119]

С 1980-х годов получила широкое распространение инжекторная система впрыска топлива, когда подача топлива осуществляется путем принудительного впрыска топлива с помощью топливного насоса в воздушный поток через специальную форсунку — инжектор. При этом может иметь место либо одна форсунка на все цилиндры двигателя, либо каждый цилиндр обслуживается отдельной форсункой, расположенной во впускном коллекторе вблизи впускного клапана (рис. 11.3).

Поскольку и в карбюраторных и в инжекторных ДВС в цилиндр двигателя поступает готовая горючая смесь, теоретические процессы, протекающие в двигателях обоих типов, будут аналогичны.

Рассмотрим индикаторную диаграмму работы 4-тактного карбюраторного ДВС (рис. 11.4).

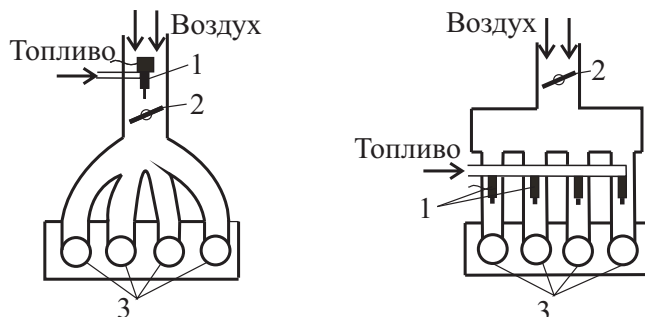


Рис. 11.3. Инжекторная система подачи топлива:

1 — электромагнитные форсунки; 2 — дроссельная заслонка; 3 — цилиндры двигателя

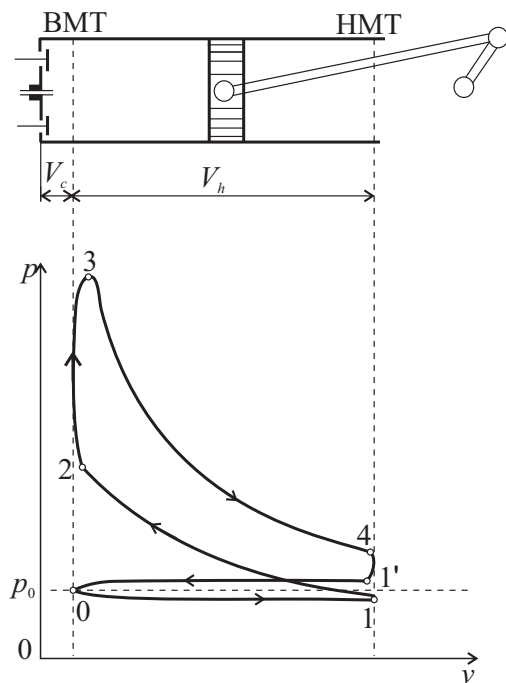


Рис. 11.4. Индикаторная диаграмма карбюраторного ДВС

При движении поршня от ВМТ к НМТ в цилиндре создается разрежение и через впускной клапан в цилиндр двигателя поступает горючая смесь паров топлива с воздухом при давлении, близком к атмосферному (процесс 0—1, такт всасывания I). При обратном ходе поршня, при закрытых клапанах смесь сжимается (процесс 1—2, такт сжатия II), ее давление и температура возрастают. Когда поршень приближается к ВМТ, горючая смесь воспламеняется от искры, проскакивающей между электродами свечи. Сгорание смеси происходит почти мгновенно, при неизменном положении поршня, т. е. при постоянном объеме

рабочего тела (процесс 2—3), при этом давление в цилиндре резко возрастает. Образующиеся в результате горения топлива продукты сгорания давят на поршень, он перемещается от ВМТ вниз, при этом сами продукты сгорания расширяются (процесс 3—4, такт расширения III). При нахождении поршня вблизи НМТ открывается выпускной кла-



пан, большая часть отработавших газов быстро (т. е. при практически неподвижном поршне) удаляется в атмосферу через выхлопную трубу, давление в цилиндре падает (процесс 4—1'). Последним в цикле ходом поршня от НМТ к ВМТ производится выталкивание из цилиндра остатков продуктов сгорания (процесс 1'—0, такт выхлопа IV).

Из-за неизбежного теплообмена газа со стенками цилиндра процессы сжатия и расширения имеют политропный характер, причем показатель политропы  $n$  является переменной величиной, зависящей от оборотов коленчатого вала. Чем выше обороты, тем больше  $n$ , т. к. в меньшей степени сказывается теплообмен через стенки цилиндра.

Работа, совершаемая газами в цилиндре двигателя в течение одного рабочего цикла и равная по величине площади индикаторной диаграммы в координатах  $p-v$  (см. рис. 11.4), называется индикаторной работой цикла  $L_i$ :

$$L_i = p_i V_h,$$

где  $p_i$  — среднее индикаторное давление рабочего тела за цикл.

Под средним индикаторным давлением понимают такое условно постоянное избыточное давление, которое, действуя на поршень в течение такта расширения, совершает работу, равную  $L_i$ .

Мощность, развиваемая рабочими газами внутри цилиндра двигателя, называется индикаторной мощностью  $N_i$ :

$$N_i = p_i V_h i \frac{\omega}{\tau}, \quad (11.1)$$

где  $i$  — число цилиндров в двигателе;  $\omega$  — число оборотов коленчатого вала в секунду;  $\tau$  — число, показывающее, за сколько оборотов вала совершается один цикл (для 4-тактного двигателя  $\tau = 2$ , для 2-тактного  $\tau = 1$ ).

Как уже было сделано выше при рассмотрении работы компрессора, для термодинамического анализа необходимо действительные процессы, протекающие в двигателе, заменить обратимыми теоретическими процессами. Для этого введем следующие упрощения:

- процесс горения топлива заменим обратимым изохорным подводом теплоты от внешнего источника;
- процесс выхлопа заменим изохорным отводом теплоты в окружающую среду;

- процессы сжатия и расширения рабочего тела будем считать адиабатными, т. к. теплообмен в них, по сравнению с процессами подвода и отвода теплоты, незначителен;
- процессы всасывания (0–1) и выталкивания остатков продуктов сгорания (1'–0) исключим из дальнейшего анализа, т. к., с одной стороны, они происходят с переменной массой и не могут быть проанализированы с помощью теоретических уравнений обратимых процессов; с другой стороны,  $l_{0-1} \approx |l_{0-1}|$ , поэтому их исключение из анализа не повлияет на определение работы всего цикла;
- будем пренебрегать изменением химического состава и свойств рабочего тела и считать, что на протяжении всего цикла рабочее тело является идеальным газом, обладающим свойствами воздуха (т. к. в рабочей смеси масса топлива значительно меньше массы воздуха, то основные термодинамические характеристики рабочей смеси и продуктов сгорания (газовая постоянная, показатель адиабаты, массовые теплоемкости) действительно близки к свойствам чистого воздуха).

С учетом всего вышеперечисленного, теоретический цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто) будет состоять из следующих процессов (рис. 11.5): процесс 1–2 — адиабатное сжатие; процесс 2–3 — изохорный подвод теплоты; процесс 3–4 — адиабатное расширение; процесс 4–1 — изохорный отвод теплоты.

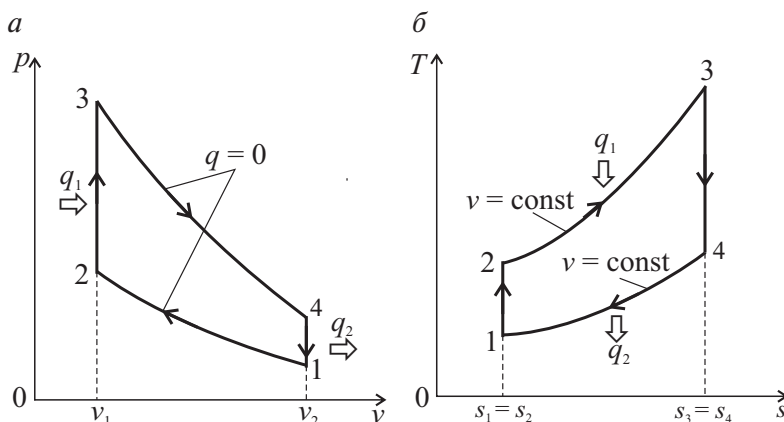


Рис. 11.5. Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Основными характеристиками данного цикла являются:

- степень сжатия рабочего тела  $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ ;
- степень повышения давления в процессе подвода теплоты  $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$ .

Определим термический КПД этого цикла, полагая, что теплоемкость  $c_v$  и показатель адиабаты  $k$  являются постоянными величинами. Термический КПД цикла рассчитывается по формуле (10.1):

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Количество подводимой в процессе 2–3 удельной теплоты определится как

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2), \quad (11.2)$$

а количество отводимой в процессе 4–1 удельной теплоты

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1). \quad (11.3)$$

Тогда термический КПД рассчитывается по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (11.4)$$

Выразим температуры  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$  через начальную температуру  $T_1$ , которая, как правило, известна, и характеристики цикла  $\varepsilon$  и  $\lambda$ :

- температуру  $T_2$  можно найти из уравнения адиабатного процесса 1–2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}, \quad T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1};$$

- температуру  $T_3$  можно найти из уравнения изохорного процесса 2–3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda, \quad T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda;$$

- температуру  $T_4$  можно найти из уравнения адиабатного процесса 3–4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad T_4 = \frac{T_3}{\varepsilon^{k-1}} = \frac{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda.$$

Подставляя найденные значения температур в уравнение (11.4), получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \lambda - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{T_1 (\lambda - 1)}{T_1 \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1)},$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (11.5)$$

Из уравнения (11.5) следует, что термический КПД цикла с подводом теплоты при  $v = \text{const}$  зависит от степени сжатия и свойств рабочего тела (показателя адиабаты). С ростом  $\varepsilon$  и  $k$  величина  $\eta_t$  увеличивается. Ниже, в табл. 11.1, приведены величины термического КПД цикла при различных значениях  $\varepsilon$  и  $k$ .

Таблица 11.1

Значения термического КПД цикла Отто  $\eta_t$ , рассчитанного по выражению (11.5) [5, с. 121]

Показатель адиабаты $k$	$\varepsilon$						
	3	4	5	6	7	8	10
1,35	0,320	0,363	0,425	0,465	0,494	0,517	0,552
1,40	0,360	0,430	0,475	0,515	0,550	0,570	0,615

Для бензиновых двигателей степень сжатия ограничивается его детонационной стойкостью. Детонация — это процесс преждевременного самопроизвольного воспламенения горючей смеси до ее поджигания от искры, носящий характер взрывной волны. Это крайне нежелательное явление в двигателе, т. к. приводит к быстрому износу деталей поршневой группы и к перегреву двигателя.

Детонационная стойкость определяется в основном сортом применяемого бензина и характеризуется его октановым числом, под которым понимается такое процентное по объему содержание изооктана в смеси с н-гептаном, при котором детонационная стойкость эталонной смеси равна стойкости данного топлива (изооктан и н-гептан — углеводороды, компоненты бензина). Например, октановое число бензина 92 означает детонационную стойкость топлива, эквивалентную стойкости смеси из 92 % изооктана и 8 % н-гептана. Чем больше октановое число, тем меньше склонность топлива к детонации.

Современные двигатели, работающие на высокооктановом бензине или на природном газе, имеют степень сжатия 10–12. Термический КПД при таких значениях  $\varepsilon$ , согласно формуле (11.5), имеет значение около 50 %. Однако действительный КПД вследствие потерь составляет не более 35–40 %.

### 11.3. Двигатели внутреннего сгорания с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля)

Немецкий инженер Рудольф Дизель искал способы повышения эффективности ДВС и в 1897 году предложил двигатель с совершенно другим принципом сгорания топлива — с воспламенением от сжатия. В двигателе, работающем по принципу Дизеля, в цилиндр всасывается, а затем там сжимается чистый воздух, что позволяет значительно повысить степень сжатия без всякой опасности самовоспламенения. Температура воздуха в конце процесса сжатия должна превышать температуру самовоспламенения используемого топлива.

В конце процесса сжатия в цилиндр через специальную форсунку б (см. рис. 11.1) с помощью топливного компрессора подается распыленное в виде мелких капель топливо. За счет высокой температуры воздуха в цилиндре топливо самовоспламеняется и сгорает. В качестве топлива в таких двигателях используются более тяжелые фракции переработки нефти (от керосина до мазута), также могут использоваться и ряд продуктов природного происхождения — рапсовое и пальмовое масло, фритюрный жир и многие другие.

Индикаторная диаграмма дизельного ДВС (рис. 11.6) отличается от диаграммы карбюраторного ДВС только процессом горения топлива. Такой процесс в дизельном двигателе длится столько времени, сколько происходит подача топлива из форсунки, а значит, гораздо медленнее, чем в бензиновом ДВС. За время горения поршень успевает переместиться из ВМТ вниз на некоторое расстояние, происходит частичное расширение рабочего тела (рис. 11.6, процесс 2–3), при этом давление в цилиндре практически не изменяется. Основное расширение рабочего тела по-прежнему происходит в процессе 3–4, поэтому такт расширения IV включает в себя процессы 2–3 и 3–4.

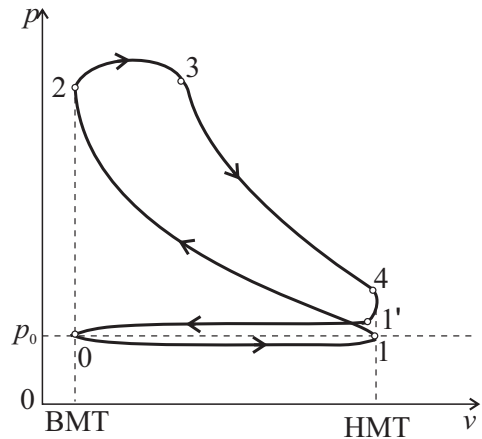


Рис. 11.6. Индикаторная диаграмма дизельного ДВС

Учитывая все те же упрощения, которые использовались выше для перехода от действительных процессов к теоретическим, а также заменяя процесс горения обратимым изобарным подводом теплоты, рассмотрим теоретический цикл Дизеля (рис. 11.7). Цикл состоит из адиабатного сжатия рабочего тела (процесс 1–2); изобарного подвода теплоты (процесс 2–3); адиабатного расширения рабочего тела (процесс 3–4) и изохорного отвода теплоты (процесс 4–1).

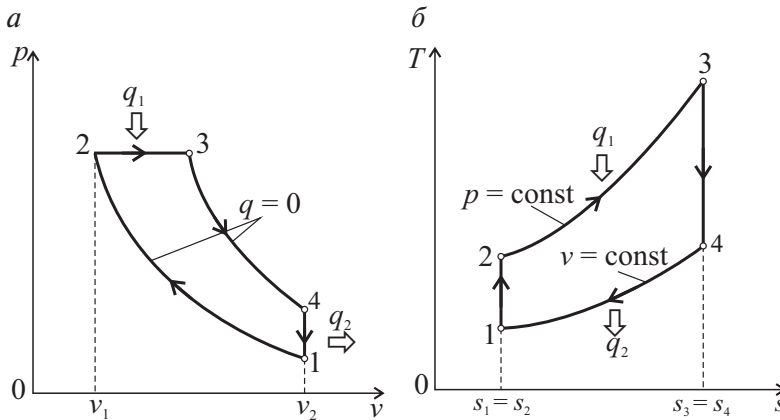


Рис. 11.7. Теоретический цикл с подводом теплоты при постоянном давлении в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Основными характеристиками цикла являются:

- степень сжатия рабочего тела  $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ ;
- степень предварительного расширения рабочего тела в процессе подвода теплоты  $\rho = \frac{v_3}{v_2}$ .

Определим термический КПД цикла, полагая, что теплоемкости  $c_p$  и  $c_v$ , а также показатель адиабаты  $k$  ( $k = c_p/c_v$ ) являются постоянными величинами.

Количество подводимой в процессе 2–3 удельной теплоты определится как

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2),$$

а количество отводимой в процессе 4–1 удельной теплоты

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1).$$

Подставляя значения  $q_1$  и  $q_2$  в формулу (10.1) для  $\eta_t$ , получим

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)}. \quad (11.6)$$

Выразим температуры  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$  через начальную температуру  $T_1$  и характеристики цикла  $\varepsilon$  и  $\rho$ :

- температуру  $T_2$  можно найти из уравнения адиабатного процесса 1–2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}, \quad T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1};$$

- температуру  $T_3$  можно найти из уравнения изобарного процесса 2–3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho; \quad T_3 = T_2 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho;$$

- используя уравнение адиабатного процесса 3–4, найдем температуру  $T_4$ :

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \left( \frac{v_3}{v_1} \right)^{k-1} = \left( \frac{v_3}{v_2} \frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1};$$

$$T_4 = T_3 \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \rho^k.$$

Подставляя выражения для температур цикла в уравнение (11.6), получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho^k - 1}{k(T_1 \varepsilon^{k-1} \rho - T_1 \varepsilon^{k-1})} = 1 - \frac{T_1 (\rho^k - 1)}{k T_1 \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)};$$

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)}. \quad (11.7)$$

Из формулы (11.7) следует, что  $\eta_t = \varphi(k, \varepsilon, \rho)$ . С увеличением степени сжатия  $\varepsilon$  и показателя адиабаты  $k$  термический КПД  $\eta_t$  увеличивается, а с увеличением степени предварительного расширения  $\rho$  — уменьшается. В табл. 11.2 приведены величины термического КПД цикла при различных значениях  $\rho$  и  $\varepsilon$  при  $k = 1,35$ . Здесь же даны значения температур в конце процесса сжатия, величина которых объясняет процесс воспламенения топлива.

Таблица 11.2

**Значения термического КПД дизельного ДВС  $\eta_t$ , рассчитанного по выражению (11.7), и температур в конце процесса сжатия (при  $T_1 = 300$  К) [5, с. 123]**

Параметры	$\varepsilon$					
	10	12	14	16	18	20
Степень предварительного расширения $\rho$ :						
1,5	0,518	0,548	0,571	0,591	0,607	0,622
2,5	0,461	0,494	0,521	0,542	0,561	0,577
Температура $T_2$ , К	672	716	756	792	825	856

В современных дизельных двигателях степень сжатия может достигать значений 20–22 и выше, что приводит к более высоким значениям термического КПД по сравнению с карбюраторными ДВС. Однако высокие значения давления в цилиндре дизельного двигателя приводят к необходимости увеличения толщины стенок, т. е. к увеличению веса двигателя. Кроме более высоких КПД, современные дизельные двигатели, по сравнению с бензиновыми, имеют большую мощность, меньший расход топлива на единицу мощности, ряд конструктивных преимуществ (например, отсутствие системы зажигания), длительный ресурс двигателя. Однако есть и ряд существенных недостатков, ограничивающих их распространение. Как уже было сказано, такие двигатели тяжелее бензиновых, они менее скоростные, сложнее в эксплуатации в зимний период времени. Значительно выше стоимость самого двигателя, а также его ремонта и обслуживания. Неполнота сгорания топлива приводит к высокому содержанию в отработанных газах сажи, также значительно больше в продуктах сгорания и оксидов азота. Однако установка нейтрализаторов отработанных газов на классических дизельных двигателях приводит к тому, что с экологической точки зрения многие современные дизельные двигатели не уступают бензиновым моторам.

#### **11.4. Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера)**

Своего рода «гибридом» карбюраторного и дизельного циклов является цикл со смешанным подводом теплоты, или цикл Тринклера (по имени русского инженера Г. В. Тринклера, который в 1904 году предложил идею бескомпрессорного дизельного двигателя).



Двигатели, работающие по циклу со смешанным подводом теплоты, имеют форкамеру (предкамеру), соединенную с камерой сгорания цилиндра узким каналом (рис. 11.8). Жидкое топливо, введенное в форкамеру в тот момент, когда поршень в цилиндре находится вблизи ВМТ, распыляется струей сжатого воздуха,

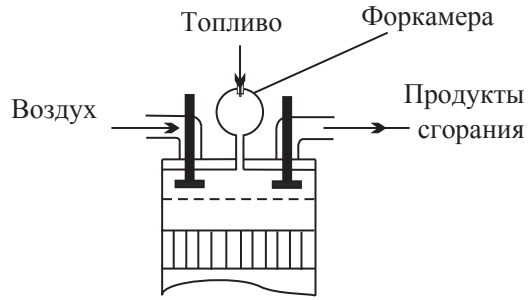


Рис. 11.8. Схема подачи топлива в двигателе Тринклера

поступающего из основного цилиндра. Так как сжатый воздух имеет высокую температуру, топливо воспламеняется и сгорает. Процесс горения топлива становится двухступенчатым. Вначале происходит быстрое сгорание части топлива в небольшом объеме форкамеры (т. е. практически изохорно). Затем образовавшаяся в форкамере смесь несгоревшего топлива, воздуха и продуктов сгорания за счет возрастания давления проталкивается в рабочий цилиндр, где происходит догорание оставшегося топлива, сопровождающееся перемещением поршня от ВМТ вниз, при этом давление в цилиндре остается почти постоянным. В качестве топлива в двигателях, работающих по циклу Тринклера, используются те же виды, что и для дизельного двигателя.

Теоретический цикл Тринклера (рис. 11.9) состоит из следующих процессов: адиабатного сжатия (процесс 1–2); изохорного подвода теплоты (процесс 2–3, быстрое горение топлива в объеме форкамеры); изобарного подвода теплоты (процесс 3–4, медленное догорание топлива в основном цилиндре); адиабатного расширения рабочего тела (процесс 4–5) и изохорного отвода теплоты с продуктами сгорания в окружающую среду (процесс 5–1).

Характеристиками цикла являются:

- степень сжатия  $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ ;
- степень повышения давления  $\lambda = \frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2}$ ;
- степень предварительного расширения  $\rho = \frac{v_4}{v_3} = \frac{T_4}{T_3}$ .

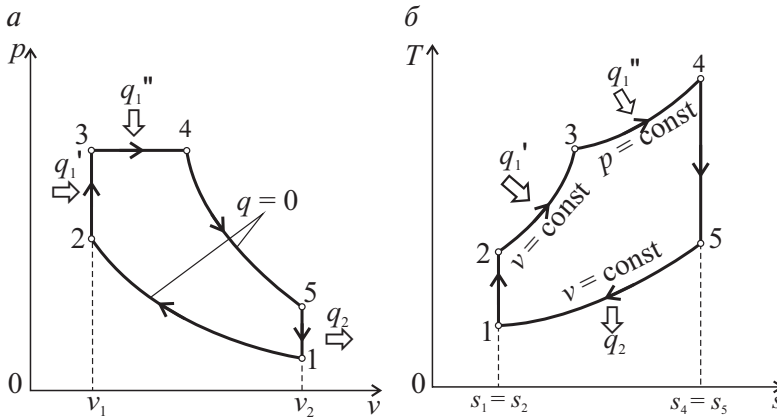


Рис. 11.9. Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера) в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Термический КПД рассматриваемого цикла можно найти как

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''}, \quad (11.8)$$

где количество подводимой теплоты в изохорном процессе 2—3

$$q_1' = c_v(T_3 - T_2),$$

а количество подводимой теплоты в изобарном процессе 3—4

$$q_1'' = c_p(T_4 - T_3).$$

Количество отводимой теплоты, так же как и во всех предыдущих циклах, будет определяться как

$$q_2 = c_v(T_5 - T_1).$$

Подставив значения  $q_1'$ ,  $q_1''$  и  $q_2$  в уравнение (11.8), получим

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)}. \quad (11.9)$$

Выразим  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$  и  $T_5$  через  $T_1$ ,  $\epsilon$ ,  $\rho$  и  $\lambda$ .

Из уравнения адиабатного процесса 1—2 следует, что

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \epsilon^{k-1}, \quad T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}.$$

Из уравнения изохорного процесса 2—3 следует, что

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda, \quad T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

Из уравнения изобарного процесса 3—4 определяем

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho, \quad T_4 = T_3 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho.$$

Из уравнения адиабатного процесса 4—5 находим

$$\frac{T_5}{T_4} = \left( \frac{v_4}{v_5} \right)^{k-1} = \left( \frac{v_4}{v_1} \right)^{k-1} = \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1},$$

$$T_5 = T_4 \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Подставляя полученные значения температур в формулу (11.9), получим

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \lambda \rho^k - T_1}{(T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1}) + k(T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho - T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda)};$$

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]}. \quad (11.10)$$

Из уравнения (11.10) следует, что  $\eta_t = \varphi(k, \varepsilon, \lambda, \rho)$ . С увеличением показателя адиабаты  $k$ , степени сжатия  $\varepsilon$  и степени повышения давления  $\lambda$  термический КПД  $\eta_t$  возрастает, а с увеличением степени предварительного расширения  $\rho$  — уменьшается.

Двигатели, работающие по циклу Тринклера, характеризуются высокими степенями сжатия воздуха ( $\varepsilon = 14 \dots 20$ ) и являются самыми экономичными. Они широко применяются в качестве судовых, тракторных и т. п.

### 11.5. Наддув дизельных двигателей

Из формулы (11.1) видно, что повышение мощности двигателей внутреннего сгорания связано с увеличением суммарного рабочего объема цилиндров, степени его полезного использования, числа обо-

ротов коленчатого вала. В то же время повышение литровой мощности за счет основных параметров цилиндра (диаметра, хода поршня) связано с увеличением габаритных размеров и массы двигателя, а повышение числа оборотов ограничивается величиной средней скорости поршня. Рост средней скорости поршня ведет к увеличению динамических нагрузок в двигателе, снижению срока службы и тепловым напряжениям в деталях. Более благоприятным способом улучшения использования рабочего объема цилиндров для повышения мощности двигателя является увеличение среднего индикаторного давления воздуха на всасе путем использования наддува двигателя.

*Наддувом* двигателя называется принудительная подача в цилиндры дополнительной порции сжатого воздуха в целях повышения мощности. Увеличение мощности при этом оценивается по степени наддува  $\frac{p_{in}}{p_i}$ , т.е. по отношению среднего индикаторного давления

с наддувом к таковому без наддува. Увеличение количества воздуха при помощи наддува дает возможность увеличить подачу топлива при сохранении оптимального коэффициента избытка воздуха при горении и, таким образом, повысить мощность дизеля. Степень сжатия у двигателей с наддувом обычно несколько ниже, чем у двигателей без наддува, что дает возможность снизить конечные давления в процессах сжатия и сгорания топлива.

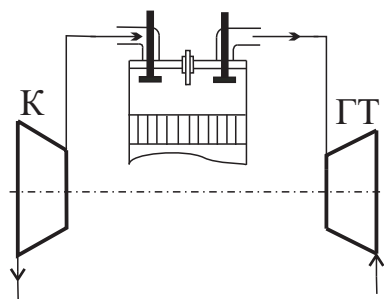


Рис. 11.10 Схема турбонаддува в дизельном двигателе:  
К — компрессор; ГТ — газовая турбина

На рис. 11.10 изображена схема применения турбонаддува в дизельном двигателе. Процесс подачи воздуха в цилиндры двигателя осуществляется при помощи небольшого высокооборотного центробежного компрессора К, который приводится в действие также компактной высокоскоростной газовой турбиной ГТ, работающей на выхлопных газах двигателя. Количество подаваемого воздуха с изменением нагрузки дизеля изменяется автоматически самим турбокомпрессором.

Использование турбонаддува позволяет повысить мощность двигателя в 1,5–2 раза.

**Пример 11.1** [16, с. 7–9]. В цикле ДВС с подводом теплоты при постоянной объеме начальное давление рабочего тела  $p_1 = 0,1$  МПа, начальная температура  $t_1 = 20^\circ\text{C}$ . Степень сжатия  $\epsilon = 6$ . Степень повышения давления  $\lambda = 2,5$ . Найти параметры рабочего тела в характерных точках цикла, полезную работу цикла и термический КПД. Принять, что рабочее тело обладает свойствами воздуха, теплоемкость которого является постоянной, определяемой по молекулярно-кинетической теории.

### Решение

Газовая постоянная воздуха находится так:

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{28,97} = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

где  $\mu$  — молекулярная масса воздуха,  $\mu = 28,97$  кг/кмоль.

Теплоемкость  $c_v$  находится по молекулярно-кинетической теории с помощью таблицы на с. 28 (считая воздух двухатомным газом):

$$c_v = \frac{\mu c_v}{\mu} = \frac{20,79}{28,97} = 0,718 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Показатель адиабаты для воздуха (как для двухатомного газа)  $k = 1,4$  (см. таблицу на с. 28).

Из уравнения состояния идеального газа, записанного для 1 кг,  $p\nu = RT$  найдем начальный удельный объем воздуха  $\nu_1$ :

$$\nu_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot (20 + 273)}{0,1 \cdot 10^6} = 0,8409 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Степень сжатия  $\epsilon = \frac{\nu_1}{\nu_2}$ , следовательно,

$$\nu_2 = \frac{\nu_1}{\epsilon} = \frac{0,8409}{6} = 0,1402 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Поскольку процесс сжатия 1–2 является адиабатным (см. рис. 11.5), то

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{k-1} = \epsilon^{k-1}; \quad \frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^k = \epsilon^k,$$

откуда

$$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1} = (20 + 273) \cdot 6^{1,4-1} = 600 \text{ К},$$

$$p_2 = p_1 \epsilon^k = 0,1 \cdot 10^6 \cdot 6^{1,4} = 1,229 \cdot 10^6 \text{ Па.}$$

Такой же результат получим, если давление определим из уравнения состояния идеального газа:

$$p_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{287 \cdot 600}{0,1402} = 1,228 \cdot 10^6 \text{ Па.}$$

Процесс подвода теплоты происходит при  $v = \text{const}$ , следовательно,  $v_3 = v_2 = 0,1402 \text{ м}^3/\text{кг}$ .

Из выражения для степени повышения давления  $\lambda = \frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2}$  найдем  $p_3$  и  $T_3$ :

$$p_3 = \lambda p_2 = 2,5 \cdot 1,229 \cdot 10^6 = 3,073 \cdot 10^6 \text{ Па,}$$

$$T_3 = \lambda T_2 = 2,5 \cdot 600 = 1500 \text{ К.}$$

Поскольку процесс расширения 3–4 адиабатный (см. рис. 11.5), а  $v_4 = v_1$  и  $v_2 = v_3$ , то

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}},$$

$$\frac{p_4}{p_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^k = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^k = \frac{1}{\epsilon^k},$$

откуда получим

$$T_4 = \frac{T_3}{\epsilon^{k-1}} = \frac{1500}{6^{1,4-1}} = 732,5 \text{ К,}$$

$$p_4 = \frac{p_3}{\epsilon^k} = \frac{3,073 \cdot 10^6}{6^{1,4}} = 0,250 \cdot 10^6 \text{ Па.}$$

Давление  $p_4$  также можно найти из уравнения состояния идеального газа

$$p_4 = \frac{RT_4}{v_4} = \frac{287 \cdot 732,5}{0,8409} = 0,250 \cdot 10^6 \text{ Па.}$$

Количество подводимой в цикле удельной теплоты согласно выражению (11.2):

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2) = 0,718 \cdot (1500 - 600) = 646,2 \text{ кДж/кг.}$$

Количество отводимой в цикле удельной теплоты согласно выражению (11.3):

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1) = 0,718 \cdot (732,5 - 293) = 315,6 \text{ кДж/кг.}$$

Полезная работа цикла

$$l_0 = q_1 - q_2 = 646,2 - 315,6 = 330,6 \text{ кДж/кг.}$$

Термический КПД цикла находим по определению как

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{315,6}{646,2} = 0,512$$

или по формуле (11.5)

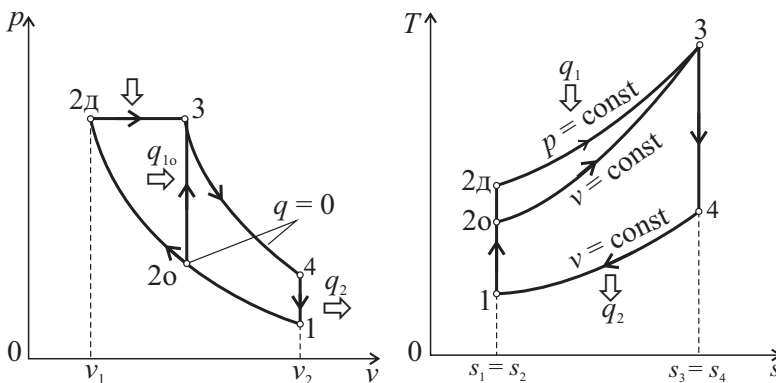
$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{6^{1,4-1}} = 0,512.$$

**Пример 11.2.** Сравнить термические КПД циклов Отто и Дизеля, если в циклах совпадают начальные параметры рабочего тела ( $p_1 = 1 \text{ бар}$ ,  $t_1 = 13^\circ \text{C}$ ), а также максимальные давления и температуры. Для цикла Отто известны степень сжатия рабочего тела  $\varepsilon = 7$  и степень повышения давления  $\lambda = 1,6$ . Найти также КПД цикла Карно для заданного интервала температур.

Изобразить циклы на диаграммах  $p-v$  и  $T-s$ , наложив их друг на друга.

**Решение**

Изобразим циклы Отто и Дизеля на диаграммах  $p-v$  и  $T-s$  циклов с учетом исходных данных.



КПД цикла Отто можно найти, воспользовавшись формулой (11.5):

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{7^{k-1}} = 0,5408.$$

Для нахождения КПД цикла Дизеля сначала необходимо рассчитать некоторые параметры циклов.

Поскольку процесс сжатия в цикле Отто 1–2о является адиабатным, то

$$\frac{T_{2о}}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_{2о}} \right)^{k-1} = \epsilon_o^{k-1}; \quad \frac{p_{2о}}{p_1} = \left( \frac{v_1}{v_{2о}} \right)^k = \epsilon_o^k,$$

откуда получим

$$T_{2о} = T_1 \epsilon_o^{k-1} = (13 + 273) \cdot 7^{1,4-1} = 625,1 \text{ К},$$

$$p_{2о} = p_1 \epsilon_o^k = 1 \cdot 7^{1,4} = 15,25 \text{ бар}.$$

Тогда удельный объем в точке 2о можно найти из уравнения состояния идеального газа  $p\nu = RT$ :

$$v_{2о} = \frac{RT_{2о}}{p_{2о}} = \frac{287 \cdot 625,1}{15,25 \cdot 10^5} = 0,1176 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Процесс подвода теплоты в цикле Отто 2о–3 происходит при  $\nu = \text{const}$ , следовательно,  $v_3 = v_{2о} = 0,1176 \text{ м}^3/\text{кг}$ .

Из выражения для степени повышения давления  $\lambda = \frac{p_3}{p_{2о}} = \frac{T_3}{T_{2о}}$  найдем

$$p_3 = \lambda p_{2о} = 2,5 \cdot 1,229 \cdot 10^6 = 3,073 \cdot 10^6 \text{ Па},$$

$$T_3 = \lambda T_{2о} = 2,5 \cdot 600 = 1500 \text{ К}.$$

Процесс подвода теплоты в цикле Дизеля 2д–3 происходит при  $p = \text{const}$ , следовательно,  $p_{2д} = p_3 = 24,4 \text{ бар}$ .

Поскольку процесс сжатия в цикле Дизеля 1–2 д является адиабатным, то

$$\frac{T_{2д}}{T_1} = \left( \frac{p_{2д}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

откуда получим

$$T_{2д} = T_1 \left( \frac{p_{2д}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = (13 + 273) \left( \frac{24,4}{1} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 712,5 \text{ К}.$$

Тогда удельный объем в точке 2д можно найти из уравнения состояния идеального газа:



$$v_{2д} = \frac{RT_{2д}}{p_{2д}} = \frac{287 \cdot 712,5}{24,4 \cdot 10^5} = 0,0838 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Степень сжатия в цикле Дизеля определим как

$$\epsilon_d = \frac{v_1}{v_{2д}} = \frac{0,8208}{0,0838} = 9,8,$$

а степень предварительного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_{2д}} = \frac{0,1176}{0,0838} = 1,4.$$

Тогда термический КПД цикла Дизеля согласно формуле (11.7)

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k\epsilon^{k-1}(\rho - 1)} = 1 - \frac{1,4^{1,4} - 1}{1,4 \cdot 9,8^{1,4-1}(1,4 - 1)} = 0,5688.$$

КПД цикла Карно, совершающийся в том же интервале температур, что и рассмотренные циклы Отто и Дизеля, рассчитывается так:

$$\eta_t^k = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{288}{1000} = 0,712.$$

---

## 12. Циклы газотурбинных установок

---

**Г**азотурбинные установки (ГТУ) также относятся к категории двигателей внутреннего сгорания, однако в отличие от поршневого ДВС, процессы преобразования энергии в них происходят в потоке движущегося газа.

Первый патент на проект газотурбинной установки был выдан в 1791 году в Англии Д. Барберу. В проекте Д. Барбера, хотя и в примитивной форме, были представлены все основные элементы современных ГТУ. В качестве топлива предполагалось использовать продукты перегонки угля, дерева или нефти.

В XIX веке продолжались попытки многочисленных ученых и изобретателей различных стран создать ГТУ, пригодную для практического использования. В России инженер П. Д. Кузьминский в 1892 году разработал проект, а в 1900 году построил газотурбинный двигатель с многоступенчатой газовой турбиной со сгоранием топлива при постоянном давлении, предназначенный для небольшого катера.

Современные газотурбинные установки находят широкое применение в энергетике, промышленности и на транспорте в качестве основных или вспомогательных силовых агрегатов. Они применяются для выработки электроэнергии; для привода нагнетателей природного газа на газоперекачивающих станциях магистральных газопроводов; в качестве силовых агрегатов на судах, локомотивах, в авиации.

Газотурбинные установки способны работать как на газообразном, так и на жидком топливе. В качестве топлива на ГТУ используются природный газ, попутный нефтяной газ, биогаз, сжиженные газы, дизельное топливо, керосин.

Классификацию ГТУ можно осуществить по различным признакам:

- по назначению (стационарные и транспортные);
- по конструктивному оформлению (одно- и многоступенчатые, одно- или двухцилиндровые, одно- или двухвальные);
- по виду используемого топлива и т. д.

С точки зрения характера термодинамических процессов, протекающих в двигателе (а точнее, характера процесса горения топлива, т. е. способа подвода теплоты), все ГТУ можно разделить на 2 категории:

- с подводом теплоты при постоянном объеме;
- с подводом теплоты при постоянном давлении.

По сравнению с поршневыми ДВС газотурбинные двигатели обладают рядом преимуществ:

- отсутствием деталей, совершающих возвратно-поступательные движения;
- меньшим весом и меньшими габаритами на единицу вырабатываемой мощности;
- возможностью утилизации теплоты уходящих газов.

Основными недостатками ГТУ являются сравнительно низкий коэффициент полезного действия, невысокая мощность установки по сравнению с паротурбинными установками (см. главу 13), невозможность работы на твердом топливе [18, с. 2–5].

### **12.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении**

Простейшая одновальная газотурбинная установка (ГТУ) с подводом теплоты при постоянном давлении (рис. 12.1) состоит из осевого воздушного компрессора 1 и газовой турбины 3, расположенных на одном валу. Также имеется топливный насос для подачи жидкого топлива или топливный компрессор для подачи газообразного топлива.

Компрессор всасывает из окружающей среды воздух, сжимает его и направляет в камеру сгорания 2. Туда же топливным насосом через форсунки подается топливо, которое смешивается с воздухом и сгорает при постоянном давлении. Из камеры сгорания газы (продукты горения топлива), имеющие высокую температуру, поступают в неподвижный сопловой аппарат турбины (рис. 12.2). В соплах потенциальная энергия продуктов сгорания преобразуется в кинетическую энергию потока газа, при этом температура и давление продуктов сгорания уменьшаются, а скорость струи газа растет. Далее струя продуктов сгорания поступает на рабочие лопатки ротора турбины, укрепленные на диске, жестко связанном с валом. При прохождении газа по криволинейным каналам, образуемым рабочими лопатками, изменяют-

ся направление и величина скорости движения потока. За счет этого газ оказывает давление на вогнутые поверхности лопаток и ротор турбины (а также жестко связанная с ним нагрузка) приводится во вращательное движение, т. е. кинетическая энергия потока газа превращается в механическую энергию вращения турбины. Отработавшие в турбине газы выбрасываются в атмосферу, унося с собой теплоту.

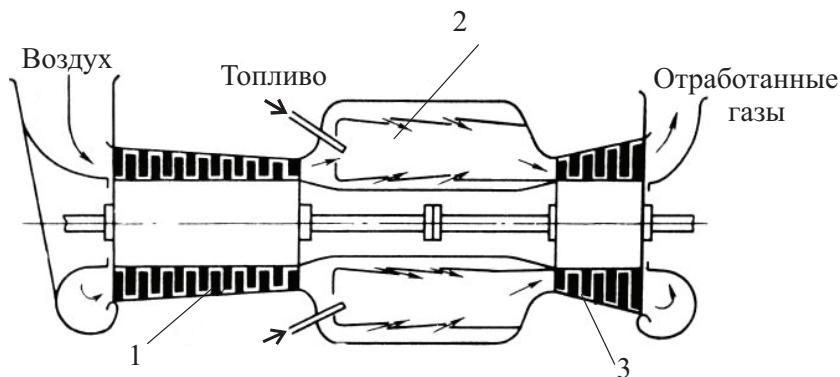


Рис. 12.1. Принцип работы ГТУ<sup>1</sup>

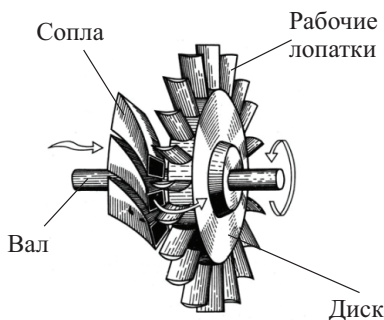


Рис. 12.2. Преобразование энергии в газовой турбине<sup>2</sup>

Сопловой аппарат в сочетании с расположенным за ним рабочим колесом составляют ступень турбины. Большинство газовых турбин являются многоступенчатыми. Число ступеней определяется назначением турбины, ее мощностью, рабочим перепадом давлений. Про-

<sup>1</sup> Фото с сайта <https://www.ekprometey.ru/articles/gazovoy-turbine-pravilnoe-obslyuzhivanie.html>.

<sup>2</sup> Фото с сайта <http://nplit.ru/books/item/f00/s00/z0000046/st004.shtml>.

цесс преобразования энергии в многоступенчатой турбине состоит из ряда последовательных процессов в отдельных ступенях, причем различают активные турбины, в рабочем колесе которых происходит только поворот потока без изменения давления, и реактивные турбины, в которых давление уменьшается как в сопловых аппаратах, так и на рабочих лопатках.

Аналогично многоступенчатым является и осевой компрессор ГТУ, каждая ступень которого состоит из венца рабочих лопаток, расположенных на вращающемся роторе, и неподвижного венца направляющих лопаток, закрепленных на корпусе. Вращаясь, рабочие лопатки ротора сообщают воздуху кинетическую энергию. При движении по расширяющимся каналам направляющих лопаток относительная скорость воздуха падает — происходит уменьшение его кинетической энергии с соответствующим повышением давления (см. главу 9).

Вал турбины соединяется с электрогенератором, если ГТУ используется для выработки электроэнергии, или с другой внешней нагрузкой (нагнетатель природного газа, винт корабля и т. п.). Механическая работа, полученная в турбине, частично расходуется на привод воздушного компрессора и вспомогательных агрегатов и устройств (топливный и масляный насосы и др.), и только оставшаяся часть (около 30 %) расходуется на привод электрогенератора.

Поскольку газовая турбина может работать только при наличии сжатого в компрессоре воздуха, а компрессор приводится во вращение турбиной, то пуск ГТУ осуществляется с помощью дополнительного стороннего источника энергии (стартера или пускового турбодетандера). С его помощью компрессор раскручивают до момента достижения рабочих параметров.

Для изображения принципиальной схемы ГТУ применяют специальные условные обозначения (рис. 12.3).

Для термодинамического анализа теоретических процессов, протекающих в ГТУ, отдельные процессы, протекающие в сту-

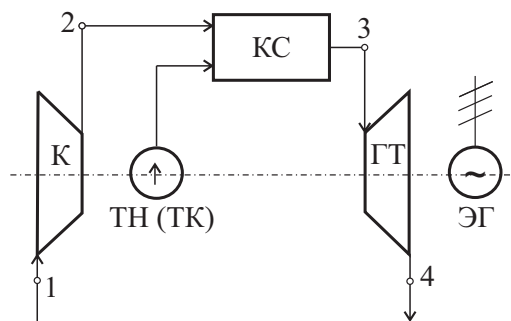


Рис. 12.3. Схема ГТУ с подводом теплоты при  $p = \text{const}$ :

К — компрессор; КС — камера сгорания; ТН (ТК) — топливный насос (топливный компрессор); ГТ — газовая турбина; ЭГ — электрогенератор

пенях компрессора и турбины, не рассматриваются. Рассчитываются единые процессы сжатия воздуха в компрессоре и расширения продуктов сгорания в турбине, причем оба процесса при теоретическом анализе считаются адиабатными, т. к. скорости потока рабочего тела в них высокие и теплообмен с окружающей средой, по сравнению с процессами подвода и отвода теплоты, незначителен.

Также принимаются следующие упрощения и допущения:

- процесс горения топлива в КС заменяется обратимым изобарным подводом теплоты от внешнего источника;
- процесс выхлопа продуктов сгорания заменяется изобарным отводом теплоты в окружающую среду (т. к. давление на выходе из турбины, как и на входе в компрессор, близко к атмосферному);
- не учитывается изменение химического состава и свойств рабочего тела; считается, что на протяжении всего цикла рабочее тело является идеальным газом, обладающим свойствами воздуха (поскольку в рабочей смеси масса топлива значительно меньше массы воздуха, то основные термодинамические характеристики рабочей смеси и продуктов сгорания (газовая постоянная, показатель адиабаты, массовые теплоемкости) действительно близки к свойствам чистого воздуха);
- цикл считается условно замкнутым, т. к. масса рабочего тела, проходящая через установку за единицу времени, и его свойства являются постоянными; процессом, замыкающим цикл, является изобарный отвод теплоты в окружающую среду.

С учетом вышесказанного теоретический цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении, или цикл Брайтона (рис. 12.4), будет состоять из адиабатного сжатия воздуха в компрессоре (процесс 1–2), изобарного процесса подвода теплоты  $q_1$  к рабочему телу (процесс 2–3); адиабатного расширения рабочего тела на лопатках турбины (процесс 3–4) и изобарного отвода теплоты в окружающую среду (процесс 4–1).

Основной характеристикой данного цикла является степень повышения давления в компрессоре:

$$\beta = \frac{p_2}{p_1}.$$

Однако для удобства дальнейшего анализа введем еще одну величину — степень предварительного расширения рабочего тела в камере сгорания  $\rho = v_3/v_2$ .

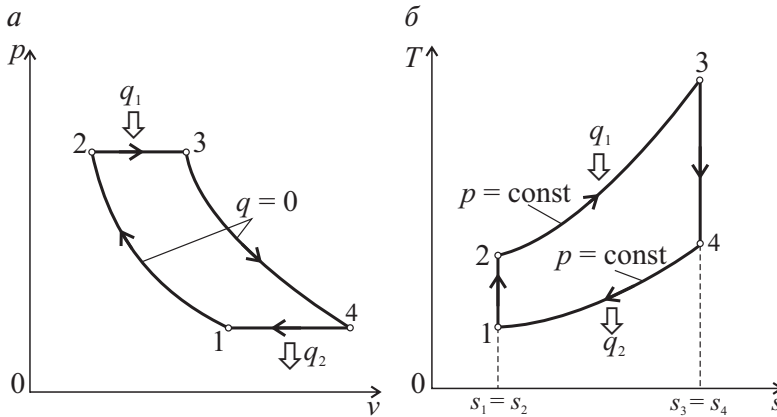


Рис. 12.4. Теоретический цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Количество подведенной в изобарном процессе 2–3 удельной теплоты (рис. 12.4) находится как

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2), \quad (12.1)$$

а количество отведенной в изобарном процессе 4–1 удельной теплоты (найденное по абсолютной величине)

$$q_2 = c_p(T_4 - T_1). \quad (12.2)$$

Удельная работа, затрачиваемая на привод компрессора, определяется как внешняя работа процесса сжатия, взятая по абсолютной величине  $l_k = |l'_{1-2}|$  (см. главу 9). Поскольку процесс 1–2 является адиабатным, то согласно первому закону термодинамики, записанному в форме для энтальпии,  $q = \Delta h + l' = 0$ . Отсюда следует, что в адиабатном процессе  $l'_{1-2} = -\Delta h = h_1 - h_2$ ;  $l_k = |l'_{1-2}| = h_2 - h_1$ .

Для идеального газа энтальпия определяется как  $h = c_p T$ , тогда работа, затрачиваемая в компрессоре, будет рассчитываться как

$$l_k = c_p(T_2 - T_1). \quad (12.3)$$

Удельная работа, производимая турбиной, определяется как внешняя полезная работа процесса расширения  $l_t = l'_{3-4}$  и, исходя из проделанных выше рассуждений, рассчитывается так:

$$l_t = c_p(T_3 - T_4). \quad (12.4)$$

Удельная полезная работа цикла имеет вид

$$l_0 = l_t - l_k = q_1 - q_2. \quad (12.5)$$

Термический КПД данного цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (12.6)$$

Выразим температуры  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$  через начальную температуру  $T_1$ , степень повышения давления  $\beta$  и степень предварительного расширения рабочего тела в камере сгорания  $\rho$ .

Температуру  $T_2$  можно найти из уравнения адиабатного процесса 1–2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

Температуру  $T_3$  можно найти из уравнения изобарного процесса 2–3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho; \quad T_3 = T_2 \rho = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \rho.$$

Используя уравнение адиабатного процесса 3–4, получаем

$$\begin{aligned} \frac{T_4}{T_3} &= \left( \frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left( \frac{1}{\beta} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \\ T_4 &= T_3 \left( \frac{1}{\beta} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \rho. \end{aligned}$$

Подставляя выражения для температур цикла в уравнение (12.6), получаем

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{T_1 \rho - T_1}{T_1 \rho \beta^{\frac{k-1}{k}} - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{T_1 (\rho - 1)}{T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} (\rho - 1)}, \\ \eta_t &= 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}. \end{aligned} \quad (12.7)$$

Как видно из формулы (12.7), термический КПД цикла ГТУ с подводом теплоты при  $p = \text{const}$  определяется степенью повышения дав-



ления  $\beta$  и показателем адиабаты  $k$ . С увеличением  $\beta$  при  $k = \text{const}$  термический КПД цикла возрастает.

Зная полезную работу, производимую за цикл, можно определить теоретическую мощность установки

$$N = \frac{L_0}{\tau} = \frac{Ml_0}{\tau} = \dot{M}l_0, \quad (12.8)$$

где  $\dot{M}$  — массовый расход рабочего тела.

Теоретический расход топлива  $B_T$  на установку можно найти из уравнения теплового баланса камеры сгорания  $\dot{Q}_1 = q_1 \dot{M} = B_T Q_H^p$ ,

$$B_T = \frac{q_1 \dot{M}}{Q_H^p}, \quad (12.9)$$

где  $Q_H^p$  — низшая рабочая теплота сгорания топлива (теплотворность топлива).

## 12.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

Для организации изохорного процесса горения камера сгорания ГТУ должна быть оборудована специальными клапанами (рис. 12.5). Вначале открывается клапан Кл1 — из камеры смешения в камеру сгорания поступает определенная порция топлива и воздуха, которая с помощью запальника воспламеняется и горит при закрытых клапанах, т. е. при постоянном объеме ( $v = \text{const}$ ). Давление и температура в процессе горения возрастают.

После этого открывается клапан Кл2 — продукты сгорания поступают в сопловой аппарат, а оттуда — на рабочие лопатки газовой турбины, приводя ее во вращение. Отработавшие в турбине газы, как и в предыдущем цикле, выбрасываются в атмосферу.

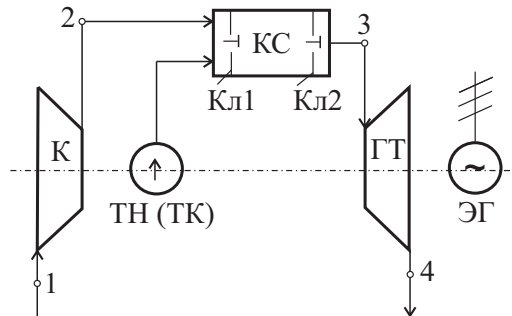


Рис. 12.5. Принципиальная схема ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

Поскольку в данной схеме топливо и воздух подаются в камеру сгорания периодически, то и поток продуктов сгорания, поступающих в газовую турбину, становится пульсирующим.

Теоретический цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме (рис. 12.6) состоит из адиабатного сжатия воздуха в компрессоре (процесс 1–2), изохорного процесса подвода теплоты к рабочему телу (процесс 2–3), адиабатного расширения рабочего тела на лопатках турбины (процесс 3–4) и изобарного отвода теплоты в окружающую среду (процесс 4–1).

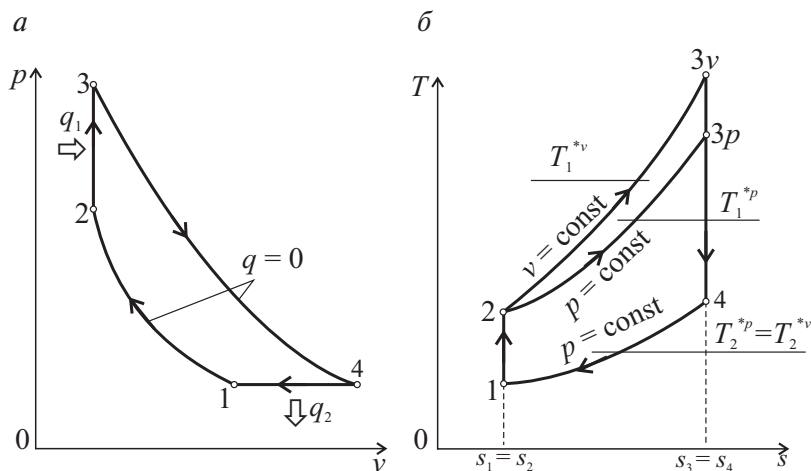


Рис. 12.6. Теоретический цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Сравним термические КПД циклов ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме и постоянном давлении, имеющих одинаковые параметры рабочего тела на входе в компрессор и на выходе из газовой турбины, а также одинаковые степени повышения давления в компрессоре. Для этого изобразим их в  $T-s$  координатах (рис. 12.6, б) путем наложения друг на друга и определим соотношение между среднеинтегральными температурами подвода и отвода теплоты. Выражение для термического КПД произвольного цикла, записанное через среднеинтегральные температуры подвода и отвода теплоты, имеет вид

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2^*}{T_1^*}.$$

Поскольку в  $T-s$  координатах изохора идет круче, чем изобара (см. главу 6), то среднеинтегральная температура подвода теплоты в цикле  $v = \text{const}$  будет больше, чем в цикле  $p = \text{const}$ :  $T_{1v}^* > T_{1p}^*$ . Среднеинтегральные температуры отвода теплоты будут одинаковыми  $T_{2v}^* = T_{2p}^*$ . Тогда термический КПД цикла с подводом теплоты при  $v = \text{const}$  будет больше, т. е. цикл будет выгоднее.

Несмотря на это преимущество, данная схема не нашла широкого применения в практике в связи с усложнением конструкции камеры сгорания и ухудшением условий работы турбины, на лопатки которой подается пульсирующий поток газа.

### 12.3. Регенеративный цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = \text{const}$

Одним из способов повышения эффективности преобразования теплоты в работу, т. е. увеличения КПД установок, является регенерация теплоты (см. главу 10).

В газотурбинных установках регенерация теплоты заключается в использовании теплоты отработавших газов, выходящих из газовой турбины, для подогрева воздуха, поступающего в камеру сгорания. За счет этого уменьшается количество топлива, требуемого для достижения тех же параметров продуктов сгорания ( $p$  и  $T$ ) на входе в газовую турбину, что и без регенерации.

На рис. 12.7 приведена принципиальная схема регенеративной газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении. Сжатый в компрессоре К воздух подается в регенератор Р, где подогревается за счет теплоты поступающих туда после газовой турбины ГТ продуктов сгорания. Затем подогретый воздух поступает в камеру сгорания КС, куда с помощью топливного насоса ТН или топливного компрессора ТК подается топливо.

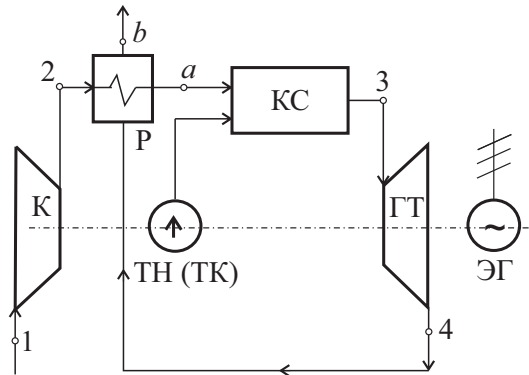


Рис. 12.7. Схема ГТУ с регенерацией теплоты

Образовавшиеся при сгорании топлива газы поступают через сопловой аппарат на рабочие лопатки турбины, где расширяются и совершают работу. Выходящие из турбины продукты сгорания, имеющие достаточно высокую температуру, направляются в регенератор, отдают часть своей энергии воздуху, в результате чего их температура понижается, и только потом выбрасываются в окружающую среду.

На рис. 12.8 изображен теоретический цикл регенеративной ГТУ в  $p-v$  и  $T-s$  координатах. Количество теплоты, которое отводится от продуктов сгорания в изобарном процессе  $4-b$  подводится к воздуху в изобарном процессе  $1-a$  путем регенеративного теплообмена. Тогда подвод теплоты за счет горения топлива в камере сгорания будет осуществляться только в изобарном процессе  $a-3$ , а отвод теплоты в окружающую среду будет происходить в изобарном процессе  $b-1$ .

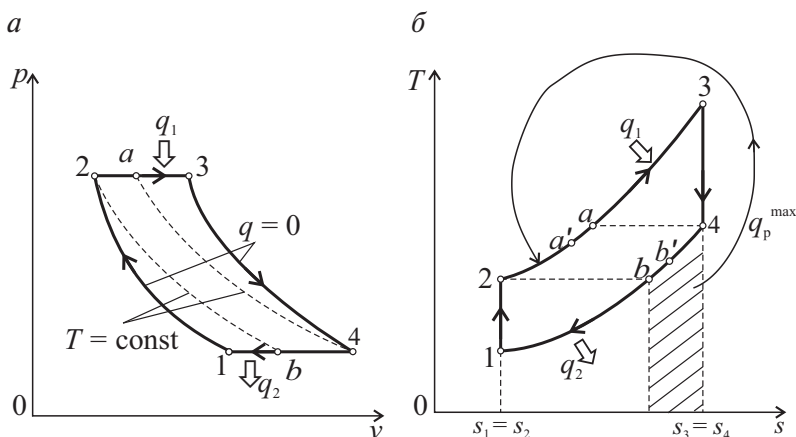


Рис. 12.8. Теоретический цикл ГТУ с регенерацией теплоты в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Когда температура воздуха на выходе из регенератора равна температуре поступающих туда горячих продуктов сгорания ( $T_a = T_4$ ), а температура продуктов сгорания, покидающих регенератор, равна температуре подаваемого туда холодного воздуха  $T_b = T_2$  (рис. 12.8), регенерация теплоты является предельно возможной. В этом случае удельное количество подводимой и отводимой теплоты будет определяться выражениями

$$q_1^p = c_p(T_3 - T_a) = c_p(T_3 - T_4); \quad (12.10)$$

$$q_2^p = c_p(T_b - T_1) = c_p(T_2 - T_1). \quad (12.11)$$

Работа, затраченная на сжатие воздуха в компрессоре, и работа, совершаемая турбиной, в регенеративном цикле имеют те же значения, что и в цикле без регенерации и считаются по формулам (12.3) и (12.4) соответственно. Следовательно, и полезная работа всего цикла остается прежней ( $l_0^p = l_0$ ). Так как количество подводимой в цикле теплоты уменьшается, то термический КПД, определяемый как  $\eta_t = l_0^p / q_1^p$ , в регенеративном цикле будет выше.

Поскольку процесс теплообмена всегда необратимый, то количество теплоты, отдаваемое горячим теплоносителем, не может восприниматься полностью, без потерь холодным теплоносителем, поэтому в действительности  $T_{a'} < T_4$ , а  $T_{b'} > T_2$ . Отношение действительного количества теплоты, воспринимаемого воздухом в регенераторе, к максимально возможному количеству теплоты называется степенью регенерации  $\sigma$ , выражение для которой в данном случае будет иметь вид

$$\sigma = \frac{q_p}{q_p^{\max}} = \frac{T_{a'} - T_2}{T_4 - T_2} = \frac{T_4 - T_{b'}}{T_4 - T_2}.$$

Зная степень регенерации  $\sigma$ , которая определяется экспериментально, а также рассчитав значения температур  $T_2$  и  $T_4$  из анализа теоретического цикла, можно найти реальные температуры воздуха и продуктов сгорания после регенератора. Удельное количество подводимой и отводимой теплоты будет рассчитываться по формулам (12.10) и (12.11), с заменой  $T_a$  и  $T_b$  на  $T_{a'}$  и  $T_{b'}$ .

Несмотря на более высокую эффективность регенеративного цикла, он применяется далеко не на всех используемых установках, т. к. требует усложнения конструкции. В связи с этим использование регенерации возможно в энергетических стационарных ГТУ и в некоторых случаях в наземном и морском транспорте. В авиации регенеративные ГТУ не используются, поскольку усложнение конструкции приводит к увеличению веса и размеров установки, а также к снижению ее надежности.

С экологической точки зрения, введение регенеративного теплообмена в ГТУ также нежелательно, т. к. при этом увеличивается температура в камере сгорания, что приводит к повышенному содержанию в продуктах сгорания, выбрасываемых в атмосферу, оксидов азота, являющихся одними из самых токсичных компонентов выхлопных газов.

## 12.4. ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела и с регенерацией теплоты

Согласно формуле (12.7) термический КПД цикла ГТУ с подводом теплоты при  $p = \text{const}$  возрастает при увеличении степени повышения давления в компрессоре  $\beta$ . Однако, как показал анализ работы компрессоров (см. главу 9), степени повышения давления в одноступенчатом компрессоре ограничены значениями 5–7 из-за повышения температуры в конце процесса сжатия. В связи с этим для получения более высоких степеней сжатия компрессоры делают многоступенчатыми с промежуточным охлаждением рабочего тела между ступенями.

Также в главе 10 было показано, что термический КПД цикла теплового двигателя возрастает при увеличении среднеинтегральной температуры подвода теплоты. В газотурбинной установке этого можно достичь, если при расширении рабочего тела при некотором промежуточном давлении к нему подвести дополнительное количество теплоты.

Рассмотрим принципиальную схему ГТУ с подводом теплоты при  $p = \text{const}$  с двухступенчатым сжатием воздуха, с двухступенчатым расширением газов в турбине и с регенерацией теплоты (рис. 12.9), а также теоретический цикл данной ГТУ (рис. 12.10). Атмосферный воздух вначале адиабатно сжимается в первой ступени компрессора К1 (компрессор низкого давления КНД) до давления  $p_2$ , затем поступает в промежуточный теплообменный аппарат — охладитель ТА, в котором охлаждается до начальной температуры, а потом вновь адиабатно сжимается уже во второй ступени компрессора К2 (компрессор высокого давления КВД) до давления  $p_4$ . Сжатый воздух подогревается в регенераторе Р за счет поступающих туда после газовой турбины продуктов сгорания и направляется в основную камеру сгорания КС1, куда также с помощью топливного насоса ТН подается топливо. Образовавшиеся в результате сжигания топлива продукты сгорания, после адиабатного расширения до давления  $p_6$  и совершения работы в первой части газовой турбины ГТ1 (турбине высокого давления ТВД), снова подогреваются за счет сжигания топлива в дополнительной камере сгорания КС2. Дальше они адиабатно расширяются до давления  $p_8$  и совершают работу на лопатках второй ступени турбины ГТ2 (турбины низкого давления ТНД). После ТНД газы направляются в регенератор, отдают часть своей энергии сжатому воздуху, а затем выбрасываются в окружающую среду.

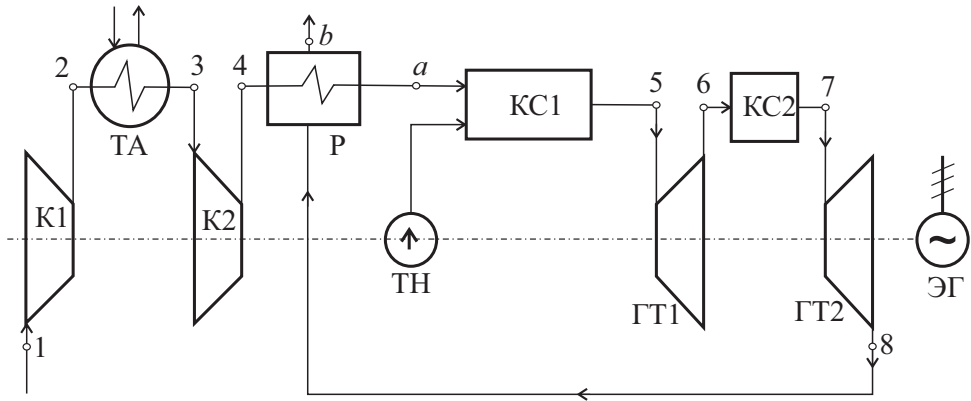


Рис. 12.9. Принципиальная схема ГТУ с подводом теплоты при  $p = \text{const}$  с двухступенчатым сжатием воздуха, с двухступенчатым расширением газов в турбине и с регенерацией теплоты

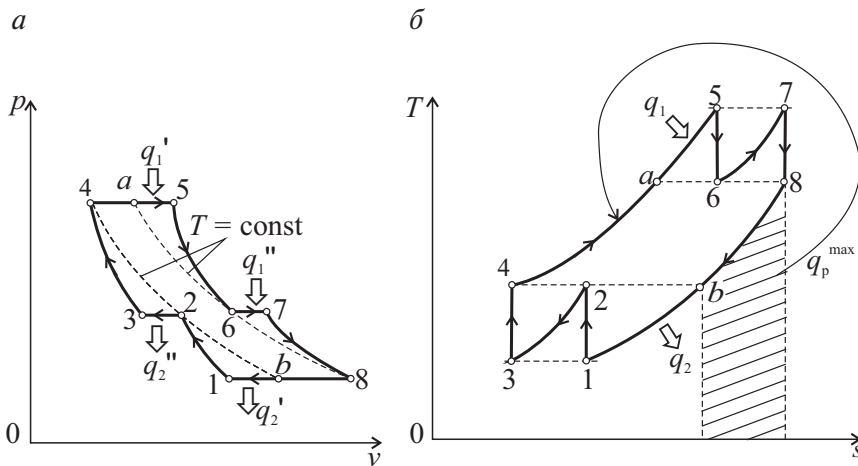


Рис. 12.10. Цикл ГТУ с подводом теплоты при  $p = \text{const}$  с двухступенчатым сжатием воздуха, с двухступенчатым расширением газов в турбине и с регенерацией теплоты в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

Таким образом, теоретический цикл ГТУ с двухступенчатым сжатием воздуха, с двухступенчатым расширением газов в турбине и с регенерацией теплоты состоит из следующих процессов:

- 1–2 — адиабатное сжатие воздуха в КНД;
- 2–3 — изобарный отвод теплоты от сжатого воздуха промежуточном холодильнике;
- 3–4 — адиабатное сжатие воздуха в КВД;

- 4–a — подогрев воздуха в регенераторе;
- a–5 — изобарный подвод теплоты в основной камере сгорания;
- 5–6 — адиабатное расширение продуктов сгорания на лопатках ТВД;
- 6–7 — изобарный подвод теплоты в дополнительной камере сгорания;
- 7–8 — адиабатное расширение продуктов сгорания в ТНД;
- 8–b — изобарный отвод теплоты от продуктов сгорания в регенераторе;
- b–1 — изобарный отвод теплоты в окружающую среду.

В цикле с предельной регенерацией теплоты (степень регенерации  $\sigma = 1$ ) температуры  $T_a = T_6 = T_8$ ,  $T_b = T_2 = T_4$ , а теплота, переданная в регенераторе,  $q_p = c_p(T_8 - T_b) = c_p(T_a - T_4)$ .

Удельное количество подводимой и отводимой теплоты будет определяться выражениями

$$q_1 = q'_1 + q''_1 = c_p(T_5 - T_a) + c_p(T_7 - T_6),$$

$$q_2 = c_p(T_b - T_1) + c_p(T_2 - T_3).$$

Работа, совершаемая турбиной, будет складываться из работы ТВД и работы ТНД:

$$l_t = l_{т1} + l_{т2} = c_p(T_5 - T_6) + c_p(T_7 - T_8),$$

а работа, затраченная на сжатие воздуха в компрессоре, из работы КНД и КВД

$$l_k = l_{к1} + l_{к2} = c_p(T_2 - T_1) + c_p(T_4 - T_3).$$

## 12.5. Действительный цикл ГТУ

Реальные (действительные) процессы, протекающие в турбине и компрессоре, являются необратимыми. Согласно второму закону термодинамики для необратимых процессов (5.8)

$$ds > \frac{\delta q_n}{T}.$$



Так как процессы сжатия в компрессоре и расширения в турбине считаются адиабатными (вследствие малого теплообмена с окружающей средой по сравнению с процессами подвода и отвода теплоты), то  $\delta q_n = 0$ ;  $ds > 0$ , т.е. в соответствии со вторым законом термодинамики эти процессы будут идти с возрастанием энтропии (рис. 12.11).

Потери из-за необратимости процессов сжатия в компрессоре и расширения в турбине оцениваются значениями внутренних относительных КПД:

- компрессора

$$\eta_{oi}^k = \frac{l_k}{l_{kд}}; \quad (12.12)$$

- турбины

$$\eta_{oi}^t = \frac{l_t}{l_{тд}}, \quad (12.13)$$

где действительные работы компрессора и турбины соответственно

$$l_k^д = c_p (T_1 - T_{2д}); \quad (12.14)$$

$$l_t^д = c_p (T_3 - T_{4д}), \quad (12.15)$$

а теоретические работы компрессора  $l_k$  и турбины  $l_t$  рассчитываются по формулам (12.3) и (12.4). Зная значения  $\eta_{oi}^k$  и  $\eta_{oi}^t$ , можно найти температуры  $T_{2д}$  и  $T_{4д}$ , определить действительную работу цикла  $l_0^д$  и количество подведенной теплоты  $q_1^д$ , а затем оценить эффективность цикла с помощью внутреннего КПД

$$\eta_i = \frac{l_0^д}{q_1^д}.$$

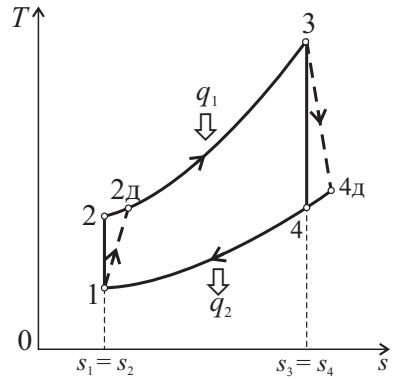


Рис. 12.11. Действительный цикл ГТУ

**Пример 12.1** [1, с. 22–24]. Найти параметры в характерных точках цикла и термический КПД цикла ГТУ с подводом тепла при  $p = \text{const}$ , если параметры воздуха на входе в компрессор  $p_1 = 1,05$  бар и  $t_1 = 17^\circ\text{C}$ , степень повышения давления в компрессоре  $\beta = 6$ . Максимальная температура газов в цикле  $t_3 = 750^\circ\text{C}$ .

Определить расход рабочего тела через ГТУ и расход сжигаемого топлива, если мощность установки  $N = 20$  МВт, а теплотворность топлива  $Q_n^p = 40$  МДж/кг.

Как изменится термический КПД газотурбинной установки при введении предельной регенерации теплоты?

Принять, что рабочее тело обладает свойствами воздуха, а его теплоемкость не зависит от температуры и определяется с помощью молекулярно-кинетической теории газов.

### Решение

Найдем теплофизические свойства воздуха как идеального газа. Газовая постоянная воздуха находится как

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{28,97} = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

где  $\mu$  — молекулярная масса воздуха (табл. П1.3),  $\mu = 28,97$  кг/кмоль.

Теплоемкость  $c_p$  находится по молекулярно-кинетической теории с помощью таблицы на с. 28, при этом воздух считается двухатомным газом:

$$c_p = \frac{\mu c_p}{\mu} = \frac{29,1}{28,97} = 1,004 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Показатель адиабаты для воздуха (как для двухатомного газа)  $k = 1,4$  (см. таблицу на с. 28).

Из уравнения состояния идеального газа  $p\nu = RT$ , записанного для 1 кг рабочего тела, найдем начальный удельный объем воздуха

$$\nu_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot (17 + 273)}{1,05 \cdot 10^5} = 0,7927 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Степень повышения давления  $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ , откуда

$$p_2 = p_1 \beta = 1,05 \cdot 6 = 6,3 \text{ бар} = 6,3 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

Процесс сжатия воздуха в компрессоре считается адиабатным (см. рис. 12.4). Следовательно,

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^k; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}},$$

откуда получим

$$v_2 = v_1 \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = v_1 \left( \frac{1}{\beta} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,793 \cdot \left( \frac{1}{6} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 0,2204 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} = (17 + 273) \cdot 6^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 483,9 \text{ К.}$$

Процессы подвода и отвода теплоты происходят при постоянном давлении, поэтому  $p_3 = p_2 = 6,3$  бар;  $p_4 = p_1 = 1,05$  бар. Тогда из уравнения состояния идеального газа можно найти удельный объем в точке 3:

$$v_3 = \frac{RT_3}{p_3} = \frac{287 \cdot (750 + 273)}{6,3 \cdot 10^5} = 0,4660 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Значение удельного объема  $v_4$  найдем из уравнения адиабатного процесса расширения 3–4:

$$\frac{p_4}{p_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^k;$$

$$v_4 = v_3 \left( \frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,466 \cdot \left( \frac{6,3}{1,05} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 1,676 \text{ м}^3/\text{кг},$$

а температуры — из уравнения состояния идеального газа:

$$T_4 = \frac{p_4 v_4}{R} = \frac{1,05 \cdot 10^5 \cdot 1,676}{287,0} = 613,2 \text{ К.}$$

Удельные количества подведенной и отведенной теплоты в цикле найдем по выражениям (12.1) и (12.2):

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2) = 1,004 \cdot (1023 - 483,8) = 541,4 \text{ кДж/кг},$$

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1) = 1,004 \cdot (613,2 - 290) = 324,4 \text{ кДж/кг}.$$

Удельные работы турбины, компрессора и полезная работа цикла определяются по формулам (12.3)–(12.5):

$$l_{\tau} = c_p (T_3 - T_4) = 1,004 \cdot (1023 - 613,2) = 411,4 \text{ кДж/кг};$$

$$l_{\kappa} = c_p (T_2 - T_1) = 1,004 \cdot (483,8 - 290) = 194,6 \text{ кДж/кг};$$

$$l_0 = q_1 - q_2 = l_{\tau} - l_{\kappa} = 217 \text{ кДж/кг}.$$

Тогда термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{217}{541,4} = 0,401$$

или согласно выражению (12.7)

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{6^{\frac{1,4-1}{1,4}}} = 0,401.$$

Зная мощность турбины, можно найти расход рабочего тела через установку в соответствии с уравнением (12.8):

$$\dot{M} = \frac{N}{l_0} = \frac{20 \cdot 10^3}{217} = 92,2 \text{ кг/с}$$

и расход топлива согласно выражению (12.9):

$$B_t = \frac{\dot{M}q_1}{Q_H^p} = \frac{92,2 \cdot 541,4}{40 \cdot 10^3} = 1,25 \text{ кг/с}.$$

В случае предельной регенерации теплоты ( $\sigma = 1$ ) температура воздуха на выходе из регенератора  $T_a = T_4$ , а температура продуктов сгорания после регенератора  $T_b = T_2$  (см. рис. 12.6).

$$T_a = 613,2 \text{ К};$$

$$T_{\theta} = 483,8 \text{ К}.$$

Рассчитаем удельные количества подведенной и отведенной теплоты в цикле с регенерацией согласно формулам (12.10), (12.11):

$$q_1^p = c_p(T_3 - T_a) = 1,004 \cdot (1023 - 613,2) = 411,4 \text{ кДж/кг},$$

$$q_2^p = c_p(T_{\theta} - T_1) = 1,004 \cdot (483,8 - 290) = 194,6 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД в цикле с предельной регенерацией

$$\eta_t^p = 1 - \frac{q_2^p}{q_1^p} = 1 - \frac{194,6}{411,4} = 0,527,$$

т. е. при введении в цикле предельной регенерации термический КПД увеличивается с 40,1 до 52,7 %.

**Пример 12.2** [16, с. 25–26]. Найти внутренний КПД действительного цикла ГТУ, рассмотренной в примере 12.1, а также температуры в конце процессов сжатия и расширения, если известны внутренние относительные КПД компрессора  $\eta_{oi}^k = 0,85$  и турбины  $\eta_{oi}^t = 0,88$ .

### Решение

Действительный цикл ГТУ с подводом тепла при  $p = \text{const}$  изображен на рис. 12.11.

Из выражений для внутренних относительных КПД турбины и компрессора (12.12), (12.13) найдем действительные работы турбины и компрессора  $l_t^d$  и  $l_k^d$  (теоретические значения  $l_k$  и  $l_t$  см. в примере 12.1):

$$l_t^d = l_t \eta_{oi}^t = 411,4 \cdot 0,88 = 362,03 \text{ кДж/кг},$$

$$l_k^d = \frac{l_k}{\eta_{oi}^k} = \frac{194,6}{0,85} = 228,9 \text{ кДж/кг}.$$

Зная значения  $l_k^d$  и  $l_t^d$  и используя выражения (12.14), (12.15), можно найти температуры  $T_{2d}$  и  $T_{4d}$ :

$$l_t^d = c_p (T_3 - T_{4d}); \quad T_{4d} = T_3 - \frac{l_t^d}{c_p} = 1023 - \frac{362,03}{1,004} = 662,4 \text{ К};$$

$$l_k^d = c_p (T_1 - T_{2d}); \quad T_{2d} = T_1 + \frac{l_k^d}{c_p} = 290 + \frac{228,9}{1,004} = 517,99 \text{ К}.$$

Тогда удельное количество подведенной и отведенной теплоты, а также полезно используемая теплота действительного цикла имеют вид

$$q_1^d = c_p (T_3 - T_{2d}) = 1,004 \cdot (1023 - 517,99) = 507,07 \text{ кДж/кг},$$

$$q_2^d = c_p (T_{4d} - T_1) = 1,004 \cdot (662,4 - 290) = 373,9 \text{ кДж/кг},$$

$$q_o^d = q_1^d - q_2^d = 507,03 - 373,9 = 133,1 \text{ кДж/кг}.$$

Полезная работа цикла

$$l_o^d = l_t^d - l_k^d = 362,03 - 228,9 = 133,1 \text{ кДж/кг} = q_o.$$

Внутренний КПД цикла

$$\eta_i = \frac{l_o^d}{q_1^d} = \frac{133,1}{507,03} = 0,263.$$

---

## 13. Циклы паротурбинных установок

---

**П**аротурбинная установка (ПТУ) — это непрерывно действующий тепловой агрегат, предназначенный для преобразования потенциальной энергии сжатого и нагретого до высокой температуры пара в кинетическую энергию вращения ротора паровой турбины. Рабочим телом ПТУ является вода и водяной пар.

Паротурбинные установки в основном используются на тепловых и атомных электростанциях для привода электрического генератора, механическая энергия турбины в них преобразуется в электрическую энергию. Помимо электроэнергии, на части ПТУ существует возможность получения тепловой энергии в виде горячей воды на нужды отопления и водоснабжения либо пара для промышленных нужд. Кроме стационарных паротурбинных установок существуют судовые паротурбинные установки, используемые на кораблях в качестве привода гребного винта и обеспечения движения судна, а также для привода вспомогательных механизмов (насосов, генераторов и т. д.).

Первая паросиловая установка была построена И. И. Ползуновым в России в 1765 году для заводских нужд; чуть позже появилась паровая машина Д. Уатта. К концу XIX века были достигнуты большие успехи в создании электрических установок на основе паровых двигателей.

Важным преимуществом ПТУ является возможность создания агрегатов большой мощности (до 500–800 МВт и более). Благодаря высокой частоте вращения паровые турбины имеют малые показатели массы и размеров на единицу установленной мощности. В паровых турбинах, как и в ГТУ, отсутствует возвратно-поступательное движение механизмов.

К достоинствам паротурбинной технологии можно также отнести возможность использования различных видов органического топлива, включая твердое. Твердое топливо тепловых электростанций (ТЭС) отличается большим разнообразием: каменный и бурый уголь, антрацит, торф, горючие сланцы. Из газообразных топлив на тепловых электро-

станциях могут использоваться природный газ, попутный газ, получаемый из недр земли при добыче нефти, доменный и коксовый газы, получаемые в металлургическом производстве. Из жидких топлив используют мазут и дизельное топливо, причем в настоящее время эти виды топлива чаще всего используются как резервные.

В России основным видом топлива, используемым на большинстве ТЭС, является природный газ, основными преимуществами которого является легкость транспортировки по газопроводам, более простая организация процесса сжигания, а также относительная экологическая безопасность, заключающаяся в значительно меньших (кроме оксидов азота) количествах вредных веществ, образующихся при горении.

На атомных электростанциях (АЭС) в качестве источника энергии используются контролируемые ядерные реакции, осуществляемые в ядерном реакторе. Далее теплота отводится из активной зоны реактора жидким или газообразным теплоносителем и используется для получения водяного пара. В качестве наиболее распространенного топлива на АЭС применяется уран.

К основным элементам паротурбинной установки можно отнести парогенератор (паровой котел), паровую турбину, конденсатор, электрогенератор и питательный насос.

Парогенератор — это устройство, предназначенное для получения насыщенного или перегретого водяного пара за счет теплоты, выделяющейся при сгорании топлива. Топливо сжигается в топке котла, конструкция которой зависит от вида топлива. Горячие газообразные продукты горения уходят из зоны горения и, отдавая теплоту различным поверхностям нагрева, охлаждаются от максимальной температуры в топочной камере до самой низкой в дымоходе, откуда они потом через дымовую трубу выбрасываются в атмосферу. Поверхности нагрева (экраны) в энергетических водотрубных паровых котлах состоят из большого количества труб, внутри которых движется вода. Теплообмен происходит посредством нагрева труб снаружи горячими продуктами сгорания топлива.

В барабанных котлах вода с помощью питательного насоса вначале подается в экономайзер (теплообменник, в котором вода подогревается уходящими из котла газами), а затем в барабан (цилиндрический сосуд, расположенный в верхней части циркуляционного контура котла). Оттуда вода под действием силы тяжести попадает в опускные необогреваемые трубы, а затем в подъемные обогреваемые (экранные), где

и происходит парообразование. Из-за того что плотность пароводяной смеси в экранных трубах меньше плотности воды в опускных трубах, пароводяная смесь поднимается по экранным трубам в барабан за счет естественной циркуляции. В барабане происходит разделение пароводяной смеси на пар и воду. Вода заново идет в опускные трубы, а насыщенный пар уходит в пароперегреватель, который представляет собой трубчатый змеевиковый теплообменник, расположенный либо в верхней части топочной камеры, либо в газоходе котла за топкой.

Прямоточные котлы не имеют барабана. Через испарительные поверхности вода проходит однократно, постепенно нагреваясь и превращаясь в пар. После испарительных труб пар попадает в пароперегреватель.

Давление в современных энергетических парогенераторах всегда значительно выше атмосферного.

Паровая турбина состоит из двух основных частей: подвижной (ротор, включающий в себя вал и диски с лопатками) и неподвижной (статор с соплами). Принцип работы паровой турбины аналогичен газовой (см. главу 12). В лопаточном аппарате паровой турбины потенциальная энергия сжатого и нагретого водяного пара преобразуется в кинетическую, которая, в свою очередь, преобразуется в механическую энергию вращения вала турбины. По принципу работы паровые турбины классифицируются на активные (расширение пара происходит только в соплах) и реактивные (расширение пара происходит в соплах и на рабочих лопатках).

Сопловая решетка и диск с рабочими лопатками образуют ступень турбины. При большом числе ступеней (20—30) турбина может состоять из нескольких цилиндров, соединенных между собой устройствами для подвода и отвода пара.

На валу турбины расположен электрогенератор, вырабатывающий электроэнергию.

Конденсатор представляет собой теплообменник поверхностного типа, в котором осуществляется отвод теплоты от рабочего тела — пара и превращение его в конденсат, идущий вновь на питание котлов. Охлаждающая поверхность конденсатора образуется совокупностью поверхностей трубок, называемых «трубными пучками». Теплота отдается через стенки трубок охлаждающей (циркуляционной) воде, которая забирается непосредственно из реки или пруда, либо, при обратном водоснабжении, поступает из градирни. Температура охлаждающей воды зависит от температуры окружающей среды.



Охлаждающая вода циркулирует внутри труб конденсатора, а пар из турбины попадает на наружную холодную поверхность трубок, конденсируется, стекает вниз и скапливается в сборнике конденсата.

### 13.1. Цикл Карно и цикл Ренкина на влажном паре

Как уже было сказано выше (см. подглаву 10.2), цикл Карно — это идеальный цикл теплового двигателя, имеющий максимально возможный КПД среди всех циклов, работающих в том же интервале температур. Данный цикл принципиально не осуществим на газообразном рабочем теле, но может быть осуществлен на двухфазном рабочем теле, например на влажном паре, т. к. процессы фазового перехода (испарение и конденсация) являются изобарно-изотермическими.

На рис. 13.1 изображена принципиальная схема теплового двигателя, работающего по циклу Карно, а на рис. 13.2 изображен цикл Карно в  $p-v$  и  $T-s$  координатах.

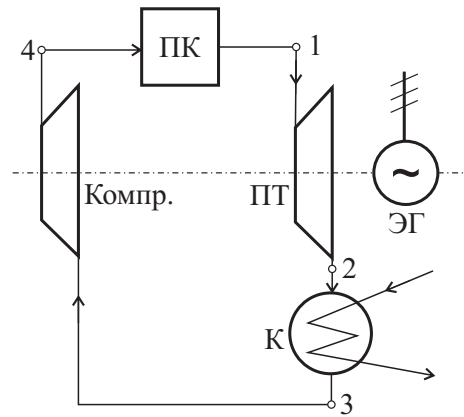


Рис. 13.1. Принципиальная схема паротурбинной установки, работающей по циклу Карно:

Компр. — компрессор; ПК — паровой котел; ПТ — паровая турбина; К — конденсатор; ЭГ — электрогенератор

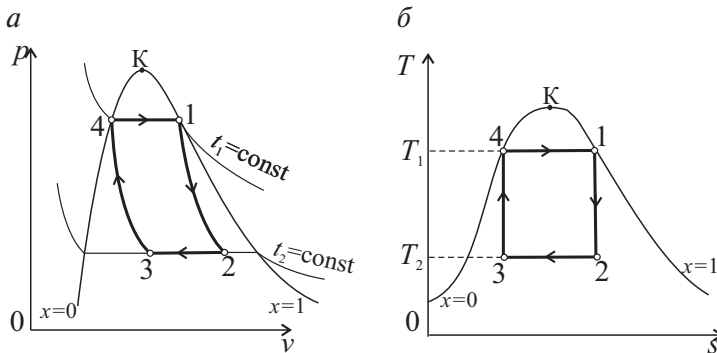


Рис. 13.2. Цикл Карно на влажном паре в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б)

В парогенератор (паровой котел — ПК) поступает вода, имеющая температуру насыщения, соответствующую рабочему давлению в котле (точка 4, рис. 13.2). За счет сгорания топлива в топке котла к кипящей воде подводится теплота, вода испаряется и превращается в сухой насыщенный пар. Процесс подвода теплоты в котле происходит при постоянном давлении  $p_1$  и постоянной температуре  $t_1$  (процесс 4—1, рис. 13.2). Из котла пар поступает в сопловой аппарат паровой турбины ПТ, в котором он адиабатически расширяется (процесс 1—2), приобретая значительную кинетическую энергию. На лопатках рабочего колеса турбины такая энергия превращается сначала в кинетическую энергию вращения ротора турбины, а затем в электроэнергию с помощью электрогенератора ЭГ, ротор которого приводится во вращение ротором турбины.

Давление и температура пара снижаются в результате расширения в турбине, при этом пар становится влажным (точка 2, рис. 13.2, а). Влажный пар, имеющий давление  $p_2$  и температуру  $t_2$ , поступает в конденсатор К — теплообменный аппарат, в котором с помощью охлаждающей воды от пара отводится теплота, пар частично конденсируется и его степень сухости уменьшается. Такой процесс, как и процесс подвода теплоты, носит изобарно-изотермический характер (процесс 2—3, рис. 13.2).

После конденсатора влажный пар (точка 3) поступает в компрессор Компр., в котором он адиабатически сжимается до давления  $p_1$  (процесс 3—4), и цикл замыкается. Затем процессы вновь повторяются.

Отвод теплоты в конденсаторе должен осуществляться до тех пор, пока влажный пар не достигнет состояния, которое определяется следующим условием: при последующем его сжатии по адиабате от состояния 3 с давлением  $p_2$  до давления  $p_1$  конечное состояние рабочего тела не должно оказаться за пределами области насыщения.

Термический КПД цикла Карно будет определяться согласно формуле (10.3):

$$\eta_t^{\text{к}} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Поскольку критическая температура воды достаточно невысокая ( $374,15^\circ\text{C}$ ), то и интервал температур между нижним ( $20\text{--}25^\circ\text{C}$ ) и верхним ( $340\text{--}350^\circ\text{C}$ ) ее значениями цикла сравнительно небольшой. При этом интервале рабочих температур величина КПД обратимого цикла Карно имеет значение порядка 50 %.

Несмотря на то что цикл Карно на влажном паре вполне возможно осуществить, теплосиловые установки по этому циклу не работают. Одна из основных причин такого положения — трудные условия работы проточных частей турбины и компрессора на влажном паре, который представляет собой поток сухого пара со взвешенными в нем капельками воды. Влажность пара в последних ступенях турбины оказывается настолько высокой, что приводит к быстрому механическому износу (эрозии) их лопаток. Внутренний относительный КПД таких устройств получается очень низким, что снижает и внутренний (действительный) КПД всего цикла.

Кроме того, компрессор, сжимающий влажный пар с большим удельным объемом, является громоздким устройством, на привод которого необходимо затрачивать значительную энергию.

Перечисленные выше недостатки могут быть частично устранены, если отвод теплоты от влажного пара в конденсаторе производить до полной конденсации пара. В этом случае сжатию подлежит не влажный пар, а вода, удельный объем которой значительно меньше, чем влажного пара. Для повышения давления воды вместо компрессора можно использовать насос, который компактнее, проще в устройстве и потребляет намного меньше энергии, чем компрессор. Данная схема (рис. 13.3) была предложена в середине XIX века шотландским ученым У. Ренкиным и получила название цикла Ренкина на влажном паре.

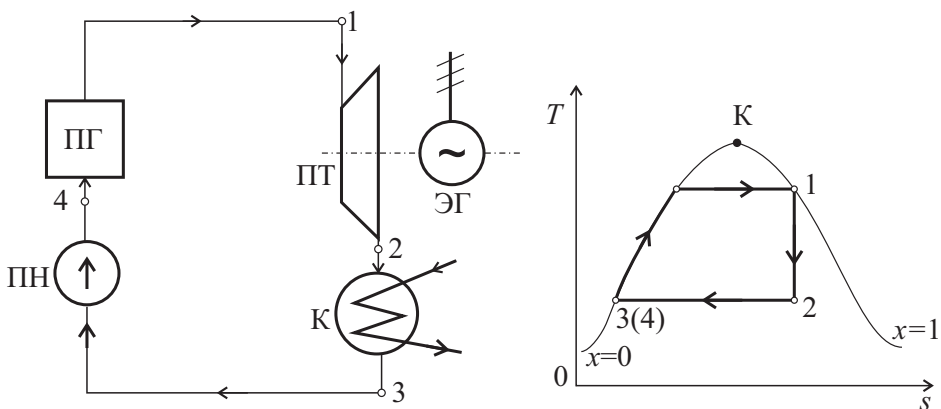


Рис. 13.3. Схема установки (а) и цикл Ренкина на влажном паре (б):

ПН — питательный насос; ПГ — парогенератор; ПТ — паровая турбина;  
ЭГ — электрогенератор; К — конденсатор

Термический КПД цикла Ренкина на влажном паре будет ниже, чем КПД соответствующего обратимого цикла Карно, т. к. средняя температура подвода теплоты для цикла Ренкина оказывается меньше, чем для цикла Карно. Однако общая экономичность цикла Ренкина будет выше, что связано с заменой громоздкого компрессора компактным водяным насосом и существенным снижением затрат на сооружение и эксплуатацию теплосиловой установки.

### 13.2. Цикл Ренкина на перегретом паре

Для увеличения среднеинтегральной температуры подвода теплоты (а следовательно, и повышения КПД) сухой насыщенный пар, образующийся в парогенераторе, перегревают в специальном теплообменнике — пароперегревателе ПП до температур, значительно превышающих температуры насыщения. Процесс расширения пара в турбине в этом случае будет заканчиваться в области более высокой степени сухости, что приведет к улучшению условий работы проточной части турбины, к снижению износа ее рабочих лопаток и повышению внутреннего относительного КПД.

Цикл Ренкина на перегретом паре является основным циклом теплосиловых установок, применяемых в современной теплоэнергетике.

На рис. 13.4 приведена принципиальная схема установки, а на рис. 13.5 изображен цикл в  $p-v$ ,  $T-s$  и  $h-s$  координатах.

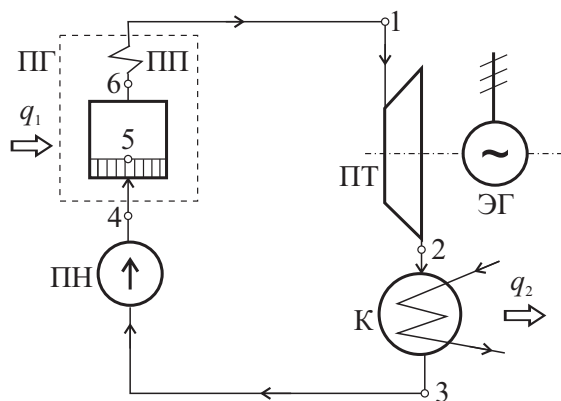


Рис. 13.4. Схема паротурбинной установки, работающей по циклу Ренкина на перегретом паре

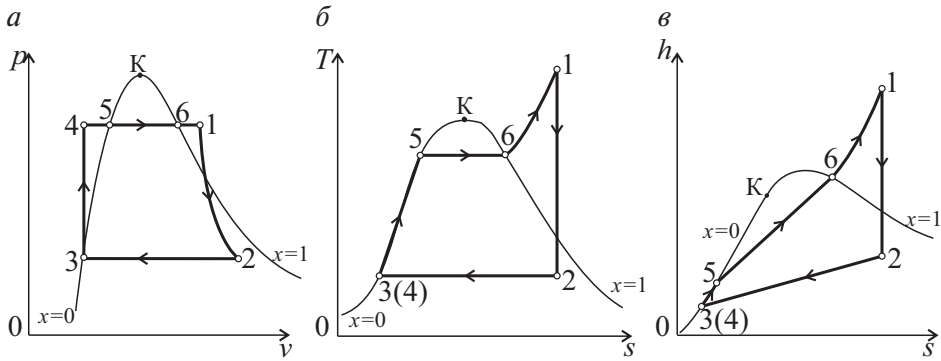


Рис. 13.5. Цикл Ренкина на перегретом паре в координатах  $p-v$  (а),  $T-s$  (б) и  $h-s$  (в)

Перегретый пар с давлением  $p_1$  и температурой  $t_1$  поступает в паровую турбину (ПТ, рис. 13.4), в которой он, адиабатически расширяясь (процесс 1–2, рис. 13.5), совершает работу. После турбины влажный пар с давлением  $p_2$  поступает в конденсатор К, в котором он, отдавая теплоту охлаждающей воде, полностью конденсируется при  $p = \text{const}$  и  $t = \text{const}$  (процесс 2–3). Конденсат с помощью питательного насоса (ПН), адиабатически повышающего его давление до  $p_1$ , подается в парогенератор (паровой котел — ПГ). Поскольку вода практически несжимаема, процесс повышения ее давления (процесс 3–4, рис. 13.5) можно считать адиабатно-изохорным. В парогенераторе вода за счет теплоты, выделяющейся при сгорании топлива, сначала нагревается в его экономайзерной части до температуры кипения, соответствующей давлению  $p_1$  (процесс 4–5), затем кипящая вода превращается в сухой насыщенный пар (процесс 5–6), а образовавшийся сухой насыщенный пар перегревается в пароперегревателе (ПП) до температуры  $t_1$ , значительно превышающей температуру насыщения (процесс 6–1). Весь процесс превращения воды в перегретый пар (4–1) осуществляется при  $p = \text{const}$ . Далее перегретый пар вновь поступает в паровую турбину, и цикл замыкается.

Процессы подвода теплоты в парогенераторе и отвода теплоты в конденсаторе являются изобарными, поэтому удельные количества подводимой теплоты  $q_1$  и отводимой теплоты  $q_2$  определяются как

$$q_1 = h_1 - h_4, \quad (13.1)$$

$$q_2 = h_2 - h_3. \quad (13.2)$$

В рассмотренной схеме находятся два агрегата, связанные с механической работой: турбина вырабатывает полезную работу, а в насосе работа затрачивается на сжатие газа. Удельная работа, производимая турбиной, определяется как внешняя полезная работа процесса расширения  $l_t = l'_{1-2}$ . Так как процесс 1–2 является адиабатным, то согласно первому закону термодинамики, записанному в форме для энтальпии,  $q = \Delta h + l' = 0$ . Отсюда следует, что  $l' = -\Delta h$ , и работа турбины будет определяться как

$$l_t = h_1 - h_2. \quad (13.3)$$

Удельная работа, затрачиваемая в насосе, определяется как внешняя полезная работа процесса сжатия, взятая по абсолютной величине:  $l_n = |l'_{3-4}|$ . Аналогичные рассуждения приводят к выражению

$$l_n = h_4 - h_3. \quad (13.4)$$

Полезная работа цикла определится следующим образом:

$$l_0 = l_t - l_n. \quad (13.5)$$

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)}{h_1 - h_4}. \quad (13.6)$$

Поскольку работа, получаемая в турбине, значительно превышает работу, затрачиваемую в насосе ( $l_t \gg l_n$ ), а энтальпии  $h_4 \approx h_3$ , то для приближенного расчета цикла работой насоса можно пренебречь ( $l_n \approx 0$ ). Тогда удельная подводимая теплота будет определяться как

$$q_1 = h_1 - h_3,$$

полезная работа цикла

$$l_0 \approx l_t = h_1 - h_2, \quad (13.7)$$

а термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}. \quad (13.8)$$

Мощность  $N$ , вырабатываемую турбиной, можно найти как

$$N = l_0 D, \quad (13.9)$$

где  $D$  — массовый расход пара.

Расход топлива  $B_t$ , сжигаемого в парогенераторе, можно определить из теплового баланса парогенератора

$$\dot{Q}_1 = q_1 D = B_t Q_n^p \eta_{\text{ПГ}},$$

где  $\dot{Q}_1$  — количество теплоты, подводимое к рабочему телу в парогенераторе за единицу времени (тепловая мощность);  $Q_n^p$  — низшая рабочая теплота сгорания топлива;  $\eta_{\text{ПГ}}$  — КПД парогенератора, учитывающий тепловые потери при использовании теплоты топлива.

Отсюда расход топлива рассчитаем по формуле

$$B_t = \frac{\dot{Q}_1}{Q_n^p \eta_{\text{ПГ}}} = \frac{q_1 D}{Q_n^p \eta_{\text{ПГ}}}. \quad (13.10)$$

Для конденсации пара в конденсаторе используется холодная вода, расход которой  $\dot{M}_в$  можно найти из теплового баланса конденсатора

$$\dot{Q}_2 = q_2 D = \dot{M}_в c_в \cdot \Delta t_в,$$

где  $\dot{Q}_2$  — количество теплоты, отводимое от рабочего тела в конденсаторе за единицу времени;  $c_в$  — теплоемкость воды,  $c_в = 4,19$  кДж/(кг · К);  $\Delta t_в$  — разность температур охлаждающей воды на входе и выходе из конденсатора.

Отсюда расход охлаждающей воды рассчитывается как

$$\dot{M}_в = \frac{\dot{Q}_2}{c_в \cdot \Delta t_в} = \frac{q_2 D}{c_в \cdot \Delta t_в}. \quad (13.11)$$

Для сравнения различных энергетических установок часто используют удельные характеристики, в частности удельный расход пара на единицу вырабатываемой мощности, кг/(кВт·ч):

$$d = \frac{D \cdot 3600}{N} = \frac{3600}{l_0}. \quad (13.12)$$

Для анализа влияния параметров пара в различных точках схемы на эффективность цикла Ренкина воспользуемся выражением терми-

ческого КПД через среднеинтегральные температуры подвода  $T_1^*$  и отвода  $T_2^*$  теплоты (10.2):

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2^*}{T_1^*}.$$

Рассмотрим следующие случаи.

### 1. Влияние температуры пара перед турбиной $T_1$ .

Увеличение температуры  $T_1$  (температуры острого пара) при неизменных давлениях в парогенераторе  $p_1$  и конденсаторе  $p_2$  приводит к повышению среднеинтегральной температуры подвода теплоты  $T_1^{**} > T_1^*$  (рис. 13.6, а). Среднеинтегральная температура отвода теплоты  $T_2^*$  при этом остается неизменной. Следовательно, термический КПД цикла увеличится.

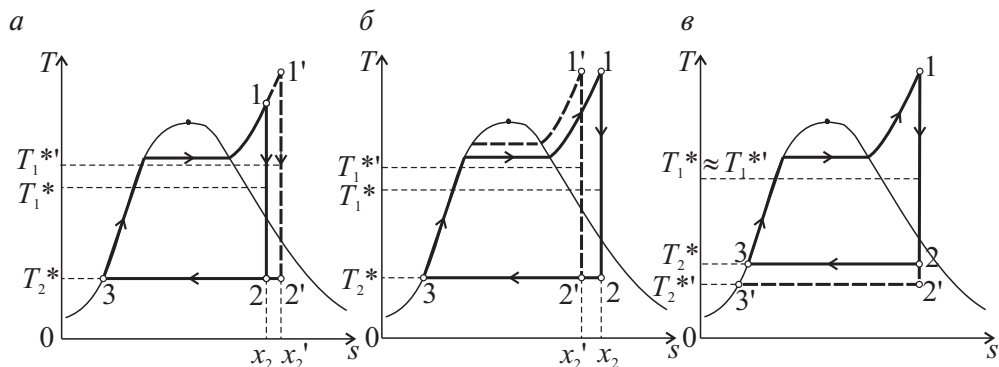


Рис. 13.6. Влияние параметров цикла Ренкина на термический КПД:

а — начальной температуры  $t_1$ ; б — начального давления  $p_1$ ; в — конечного давления  $p_2$

### 2. Влияние давления пара перед турбиной $p_1$ .

Увеличение давления  $p_1$  (рис. 13.6, б) в основном также приводит к увеличению среднеинтегральной температуры подвода теплоты (при неизменных  $p_2$  и  $T_1$ ) и к возрастанию  $\eta_t$ . Однако по мере роста  $p_1$  процесс расширения пара в турбине смещается вправо, влажность пара на выходе из турбины возрастает, что влечет за собой ухудшение условий работы проточной части турбины и уменьшение ее внутреннего относительно КПД ( $\eta_{oi}^T$ ). Чтобы избежать этого, при увеличении начального давления пара  $p_1$  желательно увеличивать и начальную температуру  $T_1$ .

Следует отметить, что термический КПД не всегда возрастает с ростом давления острого пара [19]. В частности, при закритических дав-



лениях (225–300 бар) при невысоких температурах ( $t_1 = 350...500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) термический КПД с увеличением давления будет уменьшаться.

На тепловых электростанциях максимальные значения параметров перегретого пара составляют 240–300 бар и 550–600  $^{\circ}\text{C}$ . Дальнейшее повышение  $p_1$  и  $T_1$  ограничивается свойствами конструкционных материалов.

### 3. Влияние давления пара в конденсаторе $p_2$ .

При неизменных значениях начальных параметров пара  $p_1$  и  $T_1$  снижение давления  $p_2$  будет приводить к уменьшению соответствующей температуры насыщения  $t_2$  (рис. 13.6, в), т. е. к снижению среднеинтегральной температуры отвода теплоты ( $T_2^{*'} < T_2^{*}$ ). Среднеинтегральная температура подвода теплоты при этом практически не изменится,  $T_1^{*'} \approx T_1^{*}$ , тогда термический КПД цикла будет увеличиваться.

Однако процесс снижения давления  $p_2$  на практике имеет существенные ограничения. Так как пар охлаждается в конденсаторе водой, забираемой из окружающей среды (например, из водоема-охладителя), его температура не может быть ниже температуры охлаждающей воды (для нормальной работы конденсатора перепад температур между теплоносителями должен составлять 10–15  $^{\circ}\text{C}$ ). Если в летнее время температура охлаждающей воды 20–25  $^{\circ}\text{C}$ , то температура конденсирующегося пара должна составлять 30–40  $^{\circ}\text{C}$ , а давление пара — не ниже 0,05–0,07 бар. В зимний период при более низких температурах воды в водоеме давление  $p_2$  может быть снижено до 0,03–0,04 бар (температура насыщения 24,1–29  $^{\circ}\text{C}$ ).

Снижение конечного давления пара повышает термический КПД, но зато увеличивает объем пара на последних ступенях турбины, что усложняет конструкцию последних ступеней и выхлопных частей турбины и приводит к увеличению ее стоимости. Большинство отечественных турбин рассчитывается на давление в конденсаторе 0,03–0,05 бар.

## 13.3. Цикл Ренкина с промежуточным перегревом пара

Как было сказано выше, увеличение давления пара перед турбиной приводит к снижению конечной степени сухости пара, что влечет за собой повышение эрозийного износа лопаток турбины. Чтобы обеспечить высокие начальные параметры пара, поступающего в турбину,

и не допустить увеличение влажности в конце процесса расширения пара в турбине, применяют *промежуточный (вторичный) перегрев* пара (рис. 13.7). В данном случае пар после адиабатного расширения в части высокого давления турбины (ЧВД) до некоторого промежуточного давления  $p_a$  (процесс 1– $a$ , рис. 13.8) вновь возвращается в парогенератор. Там, в промежуточном пароперегревателе (ППП), представляющем собой трубчатый теплообменник, расположенный в газоходе котла, пар вторично нагревается при постоянном давлении до температуры  $T_b$ , равной начальной температуре  $T_1$  или несколько меньшей ее (процесс  $a$ – $b$ ). Затем пар поступает в часть низкого давления турбины (ЧНД), где адиабатно расширяется до давления в конденсаторе  $p_2$  (процесс  $b$ –2). Далее цикл аналогичен простому циклу Ренкина на перегретом паре. В данном случае подводимая теплота (без учета работы насоса) будет складываться из количества теплоты, затрачиваемой в парогенераторе на превращение воды в перегретый пар, и теплоты, расходуемой на вторичный перегрев пара:

$$q_1 = (h_1 - h_3) + (h_b - h_a). \quad (13.13)$$

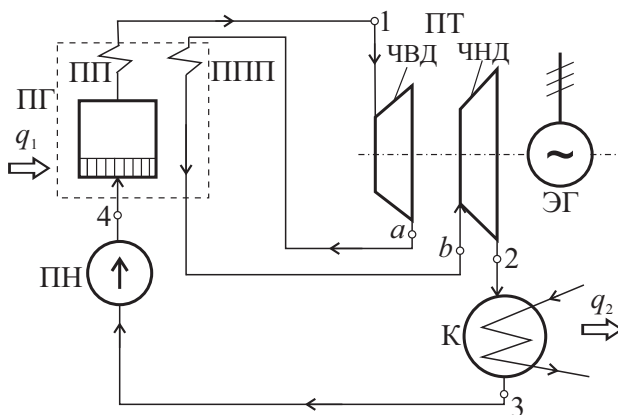


Рис. 13.7. Схема ПТУ с промежуточным перегревом пара

Отводимая в конденсаторе теплота определяется так же, как и в основном цикле Ренкина (см. формулу (13.2)):

$$q_2 = h_2 - h_3.$$

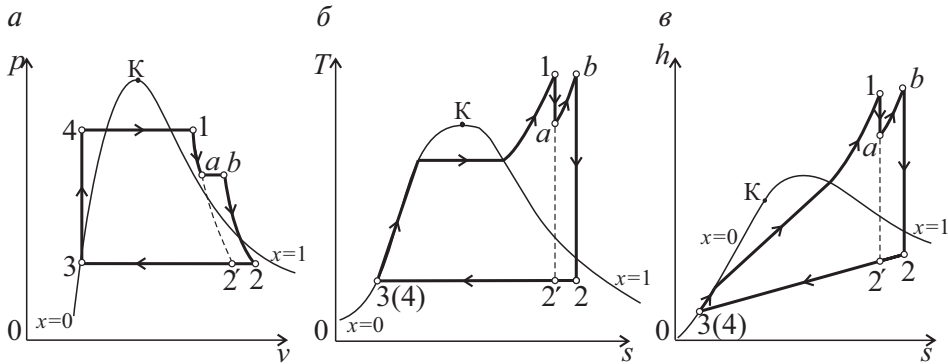


Рис. 13.8. Цикл ПТУ с промежуточным перегревом пара в координатах  $p-v$  (а),  $T-s$  (б),  $h-s$  (в):

1–а — адиабатное расширение пара в ЧВД; а–b — изобарный перегрев пара в ППП; b–2 — адиабатное расширение пара в ЧНД; 2–3 — изобарно-изотермическая конденсация пара в К; 3–4 — адиабатно-изохорное повышение давления воды в ПН; 4–1 — изобарный подвод теплоты в ПГ с превращением воды в перегретый пар

Работа, получаемая в турбине, будет складываться из работы ЧВД и ЧНД:

$$l_T = (h_1 - h_a) + (h_b - h_2).$$

Тогда термический КПД цикла без учета работы насоса рассчитывается так:

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{(h_1 - h_a) + (h_b - h_2)}{h_2 - h_3}.$$

Остальные величины рассчитываются по формулам (13.9)–(13.12).

На диаграмме  $T-s$  (рис. 13.8) можно видеть, что степень сухости пара на выходе из турбины (т. 2) больше, чем в отсутствие промежуточного перегрева пара (т. 2'), процесс расширения пара смещается вправо, в более благоприятную область состояний пара. Это способствует увеличению внутреннего относительного КПД турбины. Влажность пара в конце расширения в турбине зависит теперь от его состояния после вторичного перегрева, а не от начальных параметров  $p_1$  и  $T_1$ , что позволяет использовать более высокие начальные давления пара, включая сверхкритические.

При правильном выборе параметров промежуточного перегрева увеличивается и термический КПД цикла. Однако даже если термический КПД несколько снижается, увеличение степени сухости пара на последних ступенях турбины при введении промежуточного перегрева является положительным фактором.

Основная трудность технического осуществления промежуточного перегрева состоит в необходимости направления потока пара из турбинного цеха по паропроводам обратно в котельный цех, что сопряжено с большими капитальными и эксплуатационными затратами. По этой причине обычно используют не более одного или двух промежуточных перегревов пара.

### 13.4. Регенеративный цикл Ренкина

Для повышения КПД паротурбинной установки необходимо увеличивать среднеинтегральную температуру подвода теплоты в цикле. Этого можно добиться путем повышения температуры питательной воды на входе в парогенератор, т. е. температуры, с которой начинается подвод теплоты от внешнего источника. С этой целью в паротурбинной установке применяют регенерацию теплоты.

Как уже отмечалось выше (см. подглаву 10.2), регенерация теплоты возможна только в том случае, когда в процессах подвода и отвода теплоты имеются участки с одинаковым диапазоном температур. В цикле Ренкина, где пар расширяется в турбине адиабатно до давления  $p_2$  и температуры  $t_2$  (точка 2, рис. 13.9), а отвод теплоты происходит при изобарно-изотермической конденсации пара (процесс 2—3), осуществить регенерацию в принципе невозможно. Для ее осуществления необходимо проводить расширение пара по адиабате только до точки  $b$ , а дальнейшее расширение осуществить по политропе  $b-c$ , эк-

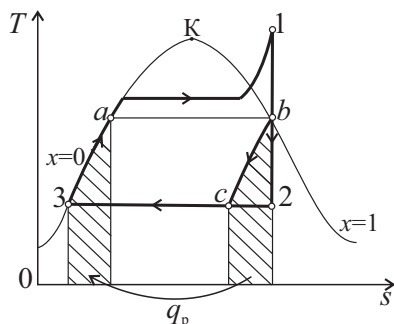


Рис. 13.9. Идеальный регенеративный цикл паротурбинной установки

видистантной линии нагрева воды 3— $a$ . Выделившуюся при этом теплоту  $q_p$ , эквивалентную площади под кривой  $b-c$ , можно подвести к питательной воде в теплообменном аппарате (рис. 13.9). К сожалению, на практике такую идеальную регенерацию осуществить не удастся.

В реальных паросиловых установках регенерация осуществляется при помощи организации отборов пара из турбины, когда после адиабатного расширения в турбине до некоторого промежуточно-

го давления часть пара отбирается из турбины и направляется в регенеративный подогреватель, где теплота, выделяющаяся при конденсации пара, подводится к воде и нагревает ее. Оставшийся пар продолжает адиабатно расширяться в следующей части турбины, после чего снова некоторое количество пара может отбираться в подогреватель более низкого давления и т. д.

Регенеративный теплообмен может осуществляться с помощью теплообменных аппаратов поверхностного или смешивающего типа. В поверхностных теплообменных аппаратах нагреваемая вода и отдающий теплоту пар разделены поверхностью теплообмена. В смешивающих теплообменниках отобранный из турбины пар непосредственно контактирует с водой в подогревателе, нагревая ее до температуры насыщения, соответствующей давлению этого пара.

На рис. 13.10 приведена принципиальная схема паросиловой установки с двумя регенеративными отборами и теплообменными аппаратами смешивающего типа. Помимо основного питательного насоса ПН, подающего воду в котлоагрегат, в схеме имеются конденсатные насосы КН1 и КН2, повышающие давление воды до давления в следующем по ходу подогревателе.

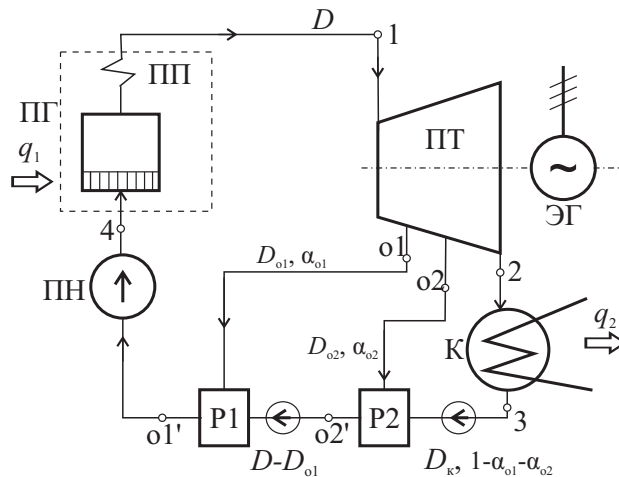


Рис. 13.10. Схема ПТУ с двумя регенеративными отборами пара и теплообменными аппаратами смешивающего типа:

ПН — питательный насос; ПГ — парогенератор; ПП — пароперегреватель; ПТ — паровая турбина; ЭГ — электрогенератор; К — конденсатор; Р1, Р2 — регенераторы

Регенеративный цикл паросиловой установки, строго говоря, нельзя изобразить в диаграммах, так как они строятся для постоянного количества рабочего тела, тогда как в регенеративном цикле количество пара оказывается различным по длине проточной части турбины. Поэтому изобразим этот цикл в  $h-s$  и  $T-s$  координатах условно (рис. 13.11).

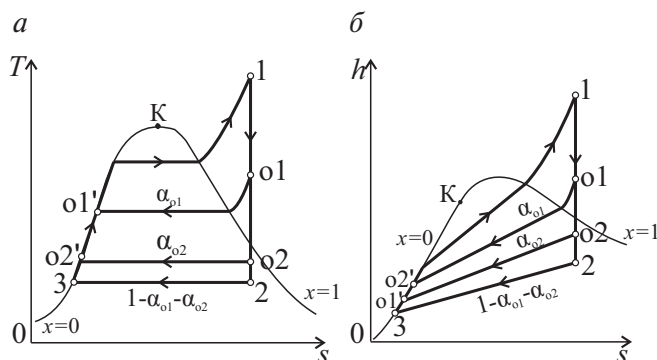


Рис. 13.11. Цикл ПТУ с двумя регенеративными отборами пара в координатах  $T-s$  (а) и  $h-s$  (б)

Рассмотрим процессы, протекающие в цикле. Пар, поступающий в турбину с начальными параметрами  $p_1$ ,  $T_1$ , расширяется адиабатно до давления  $p_{o1}$ . Далее часть пара в количестве  $D_{o1}$  отбирается из турбины и направляется в регенератор Р1. Оставшийся пар  $(D-D_{o1})$  расширяется в следующей части турбины до давления  $p_{o2}$ , при котором еще одна часть пара массовым расходом  $D_{o2}$  направляется во второй регенератор Р2. Пар в количестве  $(D-D_{o1}-D_{o2})$  расширяется до конечного давления  $p_2$  и поступает в конденсатор, где конденсируется при постоянном давлении и температуре. Образовавшийся конденсат насосом КН1, повышающим давление конденсата от  $p_2$  до  $p_{o2}$ , подается в теплообменный аппарат Р2, смешивается с паром из второго отбора, который, соприкасаясь с водой, конденсируется и поднимает температуру воды теоретически до температуры насыщения, соответствующей давлению в отборе  $p_{o2}$ .

Далее вода подается насосом КН2 (давление возрастает от  $p_{o2}$  до  $p_{o1}$ ) в регенератор Р1, где пар из первого отбора, конденсируясь, нагревает ее до температуры насыщения, соответствующей давлению  $p_{o1}$ . Затем эта вода (ее называют питательной) с помощью основного питательного насоса ПН, который увеличивает ее давление от  $p_{o1}$  до  $p_1$ , подается в парогенератор. Здесь вода, как обычно, нагревается в экономайзере

до температуры кипения, соответствующей давлению  $p_1$ , превращается в сухой насыщенный пар, который перегревается в пароперегревателе до температуры  $t_1$ .

Введем понятие доли пара, отбираемого из турбины, которая численно равна отношению массового расхода отбираемого пара к полному расходу пара в цикле. Для первого отбора доля пара

$$\alpha_{o1} = \frac{D_{o1}}{D}, \quad (13.14)$$

для второго отбора

$$\alpha_{o2} = \frac{D_{o2}}{D}. \quad (13.15)$$

Для нахождения  $\alpha_{o1}$  и  $\alpha_{o2}$  запишем уравнения теплового баланса теплообменных аппаратов, считая, что в стационарном режиме при отсутствии потерь тепла через корпус теплообменного аппарата количество теплоты, отданной греющим теплоносителем, равно количеству теплоты, полученной нагреваемым теплоносителем.

Уравнение теплового баланса для первого теплообменного аппарата

$$D_{o2}h_{o2} + (D - D_{o1} - D_{o2})h_3 = (D - D_{o1})h_{o2'}.$$

То же для второго теплообменника:

$$D_{o1}h_{o1} + (D - D_{o1})h_{o2'} = Dh_{o1'}.$$

Разделив в этих уравнениях левую и правую часть на полный расход пара  $D$  и учитывая выражения (13.14) и (13.15), получим

$$h_{o2}\alpha_{o2} + h_3(1 - \alpha_{o1} - \alpha_{o2}) = (1 - \alpha_{o1})h_{o2'}. \quad (13.16)$$

$$h_{o1}\alpha_{o1} + (1 - \alpha_{o1})h_{o2'} = h_{o1'}. \quad (13.17)$$

Из уравнения (13.17) доля пара в первом отборе

$$\alpha_{o1} = \frac{h_{o1'} - h_{o2'}}{h_{o1} - h_{o2'}}. \quad (13.18)$$

Из уравнения (13.16) с учетом (13.18) доля пара во втором отборе

$$\alpha_{o2} = \frac{(1 - \alpha_{o1})(h_{o2'} - h_3)}{h_{o2} - h_3}. \quad (13.19)$$

Удельные количества подводимой и отводимой в цикле теплоты будут определяться как

$$q_1 = h_1 - h_{01}, \quad (13.20)$$

$$q_2 = (h_2 - h_3) (1 - \alpha_{01} - \alpha_{02}). \quad (13.21)$$

Если пренебречь работой насосов и учесть, что на участке 01–02 в турбине работает доля пара  $(1 - \alpha_{01})$ , а на участке 02–2 работает пар в количестве  $(1 - \alpha_{01} - \alpha_{02})$ , удельная полезная работа цикла

$$l_0 = l_t = \alpha_{01} (h_1 - h_{01}) + \alpha_{02} (h_1 - h_{02}) + (1 - \alpha_{01} - \alpha_{02}) (h_1 - h_2). \quad (13.22)$$

Термический КПД можно найти по определению как

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1}.$$

Остальные величины, характеризующие цикл, считаются по выражениям (13.9)–(13.12).

Ввиду того что часть пара, проходящего через турбину, направляется в отбор на подогрев питательной воды и не участвует в выработке полезной работы на лопатках турбины, полезная работа в регенеративном цикле будет меньше полезной работы обычного цикла Ренкина (при одинаковых начальных и конечных параметрах). Однако расчеты показывают, что уменьшение количества подводимой теплоты оказывается большим, чем уменьшение полезной работы, поэтому термический КПД цикла увеличивается. Кроме того, увеличение КПД цикла происходит за счет увеличения среднеинтегральной температуры подвода теплоты при одинаковой температуре отвода теплоты.

Регенеративная схема с подогревателями смешивающего типа дает наибольший прирост КПД, т. к. в каждом теплообменнике происходит максимально возможное повышение температуры подогреваемой воды. Однако существует и ряд трудностей в реализации такой схемы, одна из которых состоит в том, чтобы обеспечить надежное предотвращение попадания воды в проточную часть турбины при различных переходных режимах. Кроме того, после каждого смешивающего подогревателя необходима установка перекачивающих насосов, поскольку давление в каждом последующем по ходу воды подогревателе выше, чем в предыдущем. Поэтому наибольшее распространение на электростанциях получили регенеративные схемы с подогревателями поверхностного типа [19, с. 20–40].



На рис. 13.12 показана схема регенеративной паротурбинной установки с подогревателями поверхностного типа и каскадным сбросом конденсата греющего пара. Здесь отобранный из турбины пар конденсируется в подогревателе на внешней поверхности труб, отдавая теплоту воде, проходящей внутри труб. Образовавшийся конденсат направляется в подогреватель более низкого давления, затем в следующий и так далее по каскадной схеме до тех пор, пока весь конденсат не будет включен в основной поток воды. Доля пара  $\alpha_{oi}$ , поступающая в каждый регенеративный подогреватель, определяется из его теплового баланса, причем давление отборного пара выбирается так, чтобы температура его конденсации была на 5–10 К выше, чем температура воды на выходе из подогревателя.

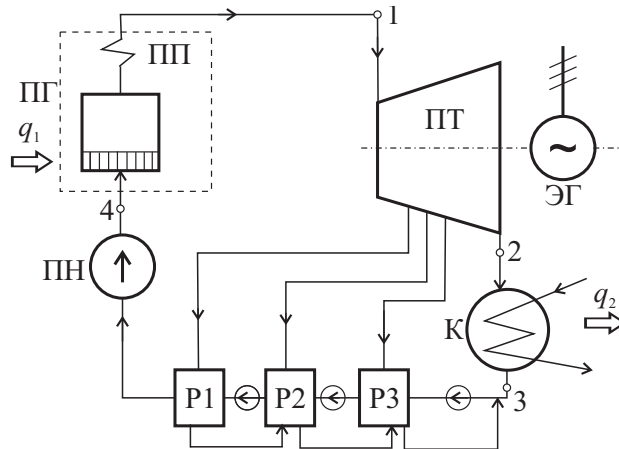


Рис. 13.12. Схема регенеративной паротурбинной установки с подогревателями поверхностного типа и каскадным сбросом конденсата греющего пара:

ПН — питательный насос; ПГ — парогенератор; ПП — пароперегреватель; ПТ — паровая турбина; К — конденсатор; P1, P2, P3 — регенераторы

Анализ показывает, что увеличение числа ступеней регенеративного подогрева воды приводит к повышению термического КПД  $\eta_t$ , но каждая последующая ступень подогрева воды вносит все меньший вклад в его рост. Теоретически при стремлении числа регенеративных отборов к бесконечности термический КПД установки стремится к термическому КПД цикла Карно в том же интервале температур.

Современные паротурбинные установки имеют развитую систему регенерации, включающую в себя до 8–9 регенеративных подогревателей, осуществляющих ступенчатый подогрев питательной воды

до температур 250–290 °С. При этом экономичность установки возрастает на 10–15 %.

В заключение следует отметить, что введение регенерации может быть выгодным лишь при нагреве питательной воды до определенной температуры, превышение которой приводит к необходимости отбирать для этих целей из турбины пар более высоких параметров. В этом случае может возникнуть ситуация, когда уменьшение полезной работы на лопатках турбины окажется большим, чем уменьшение количества подводимой теплоты, затрачиваемой на выработку 1 кг пара, что приведет к снижению термического КПД. Поэтому для каждой конкретной паротурбинной установки, для каждого количества подогревателей существует оптимальное значение температуры подогрева питательной воды, которое дает максимальную прибавку КПД.

### **13.5. Теплофикационные циклы**

---

В процессе выработки электроэнергии на тепловых станциях большое количество теплоты передается нижнему холодному источнику (охлаждающей воде) и бесполезно теряется. В конденсационных паротурбинных установках давление в конденсаторе поддерживается на уровне 0,03–0,05 бар, т. е. конденсация происходит при температуре 24–32 °С. Теплота, отдаваемая холодной воде, имеет низкий температурный потенциал и не может быть использована для технологических целей (например, для отопления требуется горячая вода с температурой 50–150 °С). Поэтому, чтобы использовать теплоту, отдаваемую конденсирующимся паром, необходимо либо увеличить давление в конденсаторе, либо использовать пар, отбираемый из ступеней турбины при требуемом давлении.

Комбинированная выработка на электростанциях электроэнергии и теплоты называется теплофикацией, а применяемые для этого турбины — теплофикационными. Тепловые электростанции, вырабатывающие одновременно тепловую и электрическую энергию, называются теплоэлектроцентралями (ТЭЦ) в отличие от чисто конденсационных электрических станций (КЭС), производящих только электроэнергию.

Для того чтобы использовать для отопления теплоту конденсирующегося пара в конденсаторе, применяют турбины с противодавлением

(рис. 13.13). В этом случае давление пара на выходе из турбины повышают до 0,12–1,5 МПа, что позволяет нагреть циркулирующую в тепловой сети воду до 100–150 °С или направить пар на производственные нужды. Конденсатор при этом заменяют на менее громоздкий теплообменник — *сетевой подогреватель* СП (или *бойлер*).

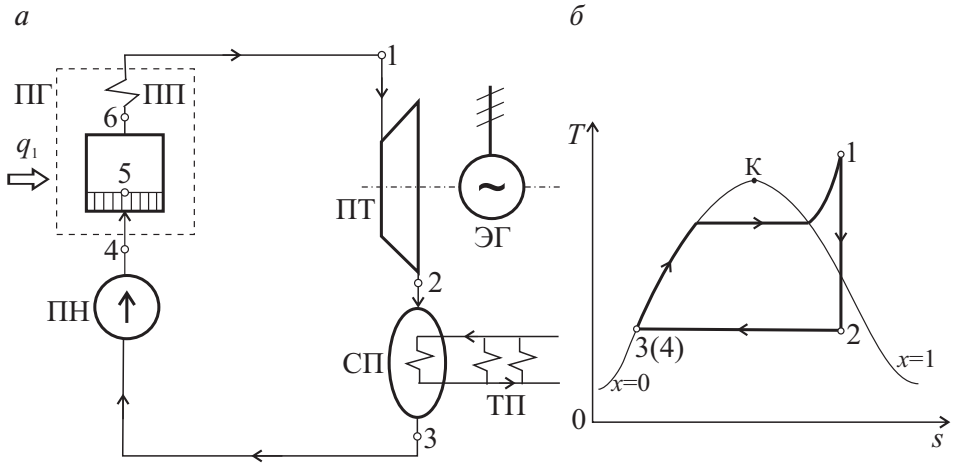


Рис. 13.13. Схема (а) и термодинамический цикл ПТУ с противодавлением (б):

ПН — питательный насос; ПГ — парогенератор; ПП — пароперегреватель;  
 ПТ — паровая турбина; СП — сетевой подогреватель; ЭГ — электрогенератор;  
 ТП — тепловые потребители

Пар в бойлере отдает теплоту сетевой воде, направляемой тепловым потребителям ТП, сам при этом конденсируется и возвращается обратно в парогенератор.

Характер процессов в обратимом термодинамическом цикле с противодавлением, а также его расчет ничем не отличается от обычного конденсационного цикла Ренкина. Повышение давления в конденсаторе, как известно, приводит к понижению термического КПД, а следовательно, и к уменьшению выработки электроэнергии при неизменном расходе пара на установку. Однако возможность получения большого количества теплоты для отопления и промышленных нужд является весьма выгодной.

Эффективность комбинированной выработки электроэнергии и теплоты оценивается с помощью коэффициентов использования теплоты пара и топлива  $K_{\text{тп}}$  и  $K_{\text{тф}}$ , а также с помощью коэффициента теплофикации  $K_{\text{тф}}$ :

$$K_{\text{тп}} = \frac{N + \dot{Q}_{\text{т}}}{\dot{Q}_1}, \quad (13.23)$$

$$K_{\text{тг}} = \frac{N + \dot{Q}_{\text{т}}}{\dot{Q}_{\text{пт}}} = K_{\text{тп}} \eta_{\text{пт}}, \quad (13.24)$$

$$K_{\text{тф}} = \frac{\dot{Q}_{\text{т}}}{N}, \quad (13.25)$$

где  $\dot{Q}_{\text{т}}$  — количество теплоты, отдаваемое тепловому потребителю за единицу времени (тепловая нагрузка);  $\dot{Q}_{\text{пт}}$  — тепловая мощность парогенератора с учетом потерь,  $\dot{Q}_{\text{пт}} = \frac{\dot{Q}_1}{\eta_{\text{пт}}}$ .

Чем совершеннее установка, тем больше значения этих коэффициентов, но в любом случае они не могут превосходить единицы.

Основным недостатком паротурбинных установок, использующих турбины с противодавлением, является то, что вырабатываемая в них электрическая мощность жестко зависит от нагрузки тепловых потребителей и меняется вместе с ней. Поэтому турбоагрегаты с противодавлением используют там, где тепловая нагрузка постоянная (допустим, у промышленных потребителей). Если же тепловое потребление значительно изменяется в зависимости от времени года или других факторов, то турбины с противодавлением используют параллельно с конденсационной турбиной или электросетью, которые покрывают возникающий дефицит в электроэнергии.

Однако гораздо чаще при переменной тепловой нагрузке используют теплофикационные турбины с регулируемым отбором пара. Схема такой установки показана на рис. 13.14.

Из парогенератора ПГ пар в количестве  $D$  поступает в паровую турбину. При давлении  $p_0$  пар в количестве  $D_0$  отбирается из турбины и направляется в сетевой подогреватель СП (бойлер), предназначенный для нагрева воды, циркулирующей в отопительной сети тепловых потребителей ТП, или на производственные нужды. В бойлере пар теплофикационного отбора конденсируется, отдавая теплоту сетевой воде. Давление пара в отборе  $p_0$  зависит от требуемых параметров (например, от температуры нагреваемой воды), а количество отбираемого пара  $D_0$  определяется тепловой нагрузкой потребителей.

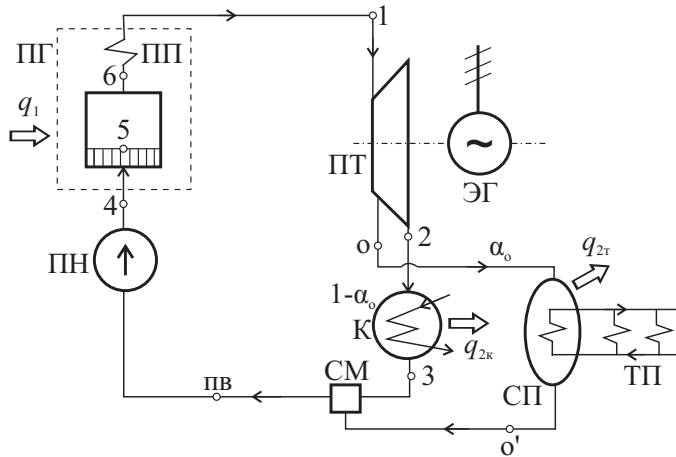


Рис. 13.14. Схема ПТУ с теплофикационным отбором пара:

ПН — питательный насос; ПГ — парогенератор; ПП — пароперегреватель;  
 ПТ — паровая турбина; К — конденсатор; СМ — узел смешения; ЭГ — электрогенератор;  
 СП — сетевой подогреватель; ТП — тепловые потребители

Оставшийся в турбине пар в количестве  $D_k = D - D_o$  продолжает адиабатное расширение в турбине до давления  $p_2$ , поддерживаемого в конденсаторе К. Конденсат пара теплофикационного отбора после бойлера возвращается в схему и смешивается с конденсатом, поступающим из основного конденсатора в узле смешения СМ. Получившаяся в результате смешения питательная вода с температурой  $t_{пв}$  и энтальпией  $h_{пв}$  с помощью питательного насоса ПН, повышающего ее давление до начального значения  $p_1$ , направляется в котел.

На рис. 13.15 изображен цикл с теплофикационным отбором пара в координатах  $h-s$  и  $T-s$ .

Пусть  $\alpha_o$  — доля пара, отбираемого из турбины на теплофикацию,  $\alpha_o = D_o/D$ . Удельное количество подводимой в цикле теплоты в расчете на 1 кг пара, поступающего в турбину, будет определяться следующим образом:

$$q_1 = h_1 - h_{пв}.$$

Количество отводимой в цикле теплоты будет складываться из теплоты  $q_k$ , отводимой в конденсаторе, и теплоты  $q_t$ , отданной тепловому потребителю:

$$q_2 = q_k + q_t, \quad (13.26)$$

где  $q_k = (1 - \alpha_o)(h_2 - h_3)$  и  $q_t = \alpha_o(h_o - h_{o'})$ .

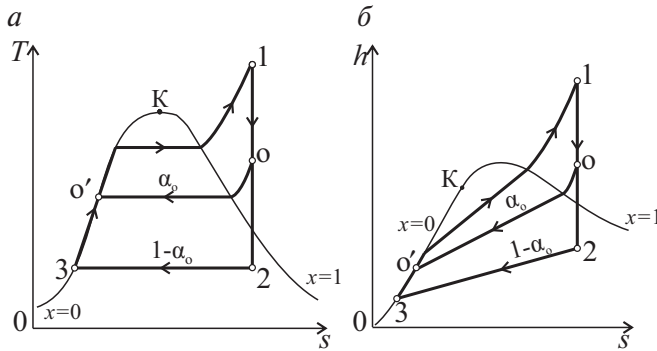


Рис. 13.15. Цикл ПТУ с теплофикационным отбором пара в координатах  $T-s$  (а) и  $h-s$  (б)

Полезная работа цикла без учета работы насосов

$$l_0 = l_T = \alpha_o (h_1 - h_o) + (1 - \alpha_o)(h_1 - h_2).$$

Термический КПД

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{\alpha_o (h_1 - h_o) + (1 - \alpha_o)(h_1 - h_2)}{h_1 - h_{пв}}.$$

Для определения энтальпии питательной воды  $h_{пв}$  составим тепловой баланс смешения потоков конденсата из бойлера и основного конденсатора:

$$(D - D_o)h_3 + D_o h_{o'} = D h_{пв}. \quad (13.27)$$

Разделив в уравнении (13.27) левую и правую часть на полный расход пара  $D$ , получим

$$(1 - \alpha_o)h_3 + \alpha_o h_{o'} = h_{пв}.$$

Долю пара, отбираемого на теплофикацию, можно найти из совместного решения уравнений для мощности установки  $N = D l_0$  и полезной работы цикла (13.26):

$$\alpha_o = \frac{h_1 - h_2}{\frac{N}{D} + h_o - h_2}.$$

Полный расход пара в единицу времени  $D$  будет складываться из расхода пара  $D_k = D(1 - \alpha_o)$ , идущего в конденсатор, и расхода пара  $D_o$ , направляемого в сетевой подогреватель:

$$D = D_k + D_o.$$

Расход топлива и охлаждающей воды рассчитываются по выражениям (13.10), (13.11).

Коэффициенты использования теплоты пара и топлива  $K_{\text{тп}}$  и  $K_{\text{тл}}$ , а также коэффициент теплофикации  $K_{\text{тф}}$  рассчитываются по формулам (13.23)–(13.25).

### **13.6. Цикл Ренкина с учетом необратимых потерь**

В отличие от теоретического цикла ПТУ, который состоит из обратимых процессов, в действительном цикле процессы протекают с необратимыми потерями. Прежде всего, это потери, связанные с внешней необратимостью: потери в парогенераторе при теплообмене между продуктами сгорания топлива и рабочим телом (т. е. в процессе парообразования) из-за большой разницы температур между ними (максимальная температура горящего топлива  $\approx 1700^\circ\text{C}$ , а температура пара  $\approx 550^\circ\text{C}$ ); потери при теплообмене горячих газов и рабочего тела (пара) с окружающей средой из-за несовершенства тепловой изоляции в топке котла и вдоль всего тракта установки; тепловые потери в конденсаторе вследствие необратимости процесса теплообмена. Кроме того, имеют место потери, вызываемые внутренней необратимостью процессов, составляющих цикл установки. К ним относятся потери при течении пара в проточной части, обусловленные трением в пограничном слое и местными сопротивлениями (при сжатии воды в насосе, расширении пара в турбине, течении пара по трубопроводам).

Следует отметить, что отобразить на диаграмме цикла можно лишь влияние потерь, вызванных внутренней необратимостью. На рис. 13.16 изображен действительный цикл Ренкина в  $h-s$  координатах, состоящий из следующих процессов: 1–2д — процесс расширения пара в турбине; 2д–3 — изобарно-изотермический процесс отвода теплоты в конденсаторе; 3–4д — процесс повышения давления воды в питательном насосе; 4д–5д–0 — изобарный процесс подвода теплоты в парогенераторе. Линия 0–1 изображает процесс снижения давления на пути от парогенератора до турбины за счет процесса дросселирования в паропроводе.

Цикл изображен условно, так как для необратимых процессов известно лишь то, что они идут в сторону возрастания энтропии.

Параметры точек 2д и 4д могут быть найдены, если заданы внутренние относительные КПД турбины  $\eta_{oi}^T$  и насоса  $\eta_{oi}^H$ :

$$\eta_{oi}^T = \frac{l_T^D}{l_T} = \frac{h_1 - h_{2д}}{h_1 - h_2}, \quad h_{2д} = h_1 - \eta_{oi}^T (h_1 - h_2).$$

$$\eta_{oi}^H = \frac{l_H^D}{l_H} = \frac{h_4 - h_3}{h_{4д} - h_3}, \quad h_{4д} = h_3 + \frac{(h_4 - h_3)}{\eta_{oi}^H}.$$

Значение внутренних относительных КПД турбины и насоса определяется экспериментально и лежит в пределах 0,85–0,95.

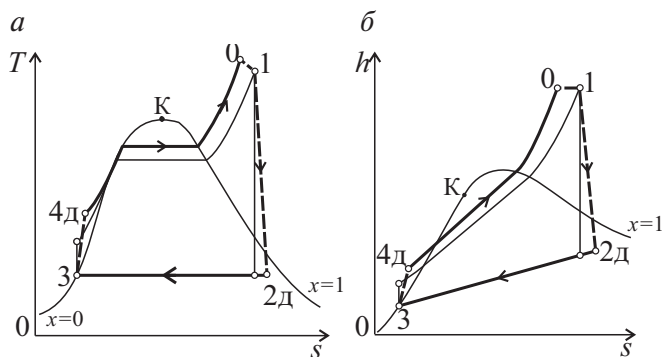


Рис. 13.16. Цикл Ренкина с учетом необратимых потерь в координатах  $T-s$  (а) и  $h-s$  (б)

**Пример 13.1** [16, с. 42–44]. В паротурбинной установке мощностью  $N = 500$  МВт параметры пара перед турбиной:  $p_1 = 170$  бар,  $t_1 = 550$  °С. Давление пара в конденсаторе  $p_2 = 0,03$  бар. Топливо — природный газ с низшей теплотой сгорания  $Q_{н}^p = 45$  МДж/кг. Охлаждающая вода в конденсаторе нагревается на  $\Delta t_{в} = 15$  °С. КПД парогенератора  $\eta_{пг} = 0,95$ .

Определить параметры рабочего тела в характерных точках цикла, удельное количество подведенной и отведенной теплоты, работы турбины и насоса, полезную работу цикла, термический КПД, расходы пара, топлива и охлаждающей воды.

### Решение

Схема ПТУ, работающей по циклу Ренкина, и диаграммы  $p-v$ ,  $T-s$ ,  $h-s$  цикла изображены на рис. 13.4 и 13.5.



Определим параметры и функции в характерных точках цикла, воспользовавшись таблицами термодинамических свойств воды и водяного пара (прил. 3). По  $p_1 = 170$  бар и  $t_1 = 550$  °С находим  $h_1, s_1, v_1$ :

$$h_1 = 3423 \text{ кДж/кг}; s_1 = 6,44 \text{ кДж/(кг·К)}; v_1 = 0,0199 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Поскольку процесс расширения пара в турбине адиабатный, то  $s_2 = s_1 = 6,44 \text{ кДж/(кг·К)}$ . По давлению  $p_2 = 0,03$  бар и энтропии  $s_2$  находим, что пар в точке 2 влажный. Вычисляем степень сухости пара из определения энтропии влажного пара  $s_2 = s'(1 - x) + s''x$ , где  $s', s''$  — параметры насыщения при заданном давлении:

$$x = \frac{s_2 - s'}{s'' - s'} = \frac{6,44 - 0,355}{8,58 - 0,355} = 0,740.$$

Тогда энтальпия и удельный объем влажного пара в точке 2 таковы:

$$h_2 = h'(1 - x) + h''x = 101 \cdot (1 - 0,740) + 2545 \cdot 0,740 = 1910 \text{ кДж/кг};$$

$$v_2 = v'(1 - x) + v''x = 0,001 \cdot (1 - 0,740) + 45,7 \cdot 0,740 = 33,8 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура влажного пара равна температуре насыщения при данном давлении, следовательно,  $t_2 = t_s(0,03 \text{ бар}) = 24,1$  °С.

Процесс конденсации пара 2–3 (см. рис. 13.5) проходит при постоянных давлении и температуре, т. е.  $p_3 = p_2 = 0,03$  бар,  $t_3 = t_2 = 24,1$  °С. Параметры кипящей воды (точка 3 на диаграмме) выписываем из прил. 3:

$$v_3 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}; h_3 = 101 \text{ кДж/кг}; s_3 = 0,355 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Процесс повышения давления в питательном насосе считаем адиабатным, следовательно,  $s_4 = s_3 = 0,355 \text{ кДж/(кг·К)}$ . Тогда по давлению  $p_4 = p_1 = 170$  бар и энтропии  $s_4$  с помощью линейной интерполяции находим температуру и энтальпию воды в точке 4:

$$t_4 = \frac{0,355 \cdot 50}{0,69} = 25,7 \text{ °С},$$

$$h_4 = 17,2 + \frac{(224 - 17,2)}{50} \cdot 25,7 = 124 \text{ кДж/кг}.$$

Определим удельные количества подведенной и отведенной теплоты, работы турбины и насоса, полезную работу цикла, воспользовавшись формулами (13.1)–(13.5):

$$q_1 = h_1 - h_4 = 3423 - 124 = 3299 \text{ кДж/кг};$$

$$q_2 = h_2 - h_3 = 1910 - 101 = 1809 \text{ кДж/кг};$$

$$l_T = h_1 - h_2 = 3423 - 1910 = 1513 \text{ кДж/кг};$$

$$l_H = h_4 - h_3 = 124 - 101 = 23 \text{ кДж/кг};$$

$$l_0 = l_T - l_H = 1513 - 23 = 1490 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД цикла согласно выражению (13.6)

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{1490}{3299} = 0,452.$$

Расходы пара, топлива и воды найдем, воспользовавшись уравнениями (13.7)–(13.9).

Расход пара:

$$D = \frac{N}{l_0} = \frac{500 \cdot 10^3}{1490} = 335,6 \text{ кг/с}.$$

Расход топлива:

$$B_T = \frac{q_1 D}{Q_H \eta_{ПГ}} = \frac{3299 \cdot 335,6}{45 \cdot 10^3 \cdot 0,95} = 25,90 \text{ кг/с}.$$

Расход охлаждающей воды:

$$\dot{M}_B = \frac{q_2 D}{c_B \cdot \Delta t_B} = \frac{1800 \cdot 335,6}{4,19 \cdot 15} = 9611 \text{ кг/с}.$$

Поскольку работа турбины значительно больше работы, затрачиваемой в насосе, последней можно пренебречь. Тогда удельное количество подведенной теплоты, полезная работа цикла и термический КПД рассчитаем так:

$$q_1 = h_1 - h_3 = 3423 - 101 = 3322 \text{ кДж/кг};$$

$$l_0 = l_T = h_1 - h_2 = 3423 - 1910 = 1513 \text{ кДж/кг};$$

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{1513}{3322} = 0,455.$$

Расходы пара, топлива и воды считаются аналогично:

$$D = \frac{N}{l_0} = \frac{500 \cdot 10^3}{1513} = 330,5 \text{ кг/с}.$$

$$B_T = \frac{q_1 D}{Q_H \eta_{\text{ПТ}}} = \frac{3322 \cdot 330,5}{45 \cdot 10^3 \cdot 0,95} = 25,68 \text{ кг/с.}$$

$$\dot{M}_B = \frac{q_2 D}{c_B \cdot \Delta t_B} = \frac{1800 \cdot 330,5}{4,19 \cdot 15} = 9465 \text{ кг/с.}$$

**Пример 13.2** [16, с. 46–48]. В паросиловой установке, описанной в примере 13.1, введен промежуточный перегрев пара при давлении  $p_a = 50$  бар до температуры  $t_b = t_1 = 550$  °С. Определить параметры пара в характерных точках цикла, удельные количества подведенной и отведенной теплоты, удельную работу турбины, полезную работу цикла, термический КПД, расходы пара, топлива и охлаждающей воды. Цикл рассчитать без учета работы насоса.

Сравнить полученные значения с результатами задачи 13.1.

### Решение

Схема ПТУ, работающей по циклу Ренкина с промежуточным перегревом пара, и диаграммы  $p-v$ ,  $T-s$ ,  $h-s$  цикла изображены на рис. 13.7 и 13.8.

Определение параметров перегретого пара перед турбиной представлено в задаче 13.1. Так как процесс расширения пара в ЧВД адиабатный, то  $s_a = s_1 = 6,44$  кДж/(кг·К). По давлению  $p_a = 50$  бар и энтропии  $s_a$  из таблицы термодинамических свойств воды и перегретого пара (прил. 3) определяем параметры пара на входе в промежуточный пароперегреватель в точке  $a$ :

$$h_a = 3063 \text{ кДж/кг; } v_a = 0,0520 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Параметры и функции перегретого пара перед ЧНД (в точке  $b$ ) определяем по давлению  $p_b = p_a = 50$  бар и температуре  $t_b = t_1 = 550$  °С:

$$h_b = 3550 \text{ кДж/кг; } s_b = 7,12 \text{ кДж/(кг·К); } v_b = 0,0737 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Поскольку процесс расширения пара в ЧНД адиабатный, то  $s_2 = s_b = 7,12$  кДж/(кг·К). По давлению  $p_2 = 0,03$  бар и энтропии  $s_2$  находим, что пар в точке 2 влажный со степенью сухости

$$x_2 = \frac{s_2 - s'}{s'' - s'} = \frac{7,12 - 0,355}{8,58 - 0,355} = 0,822.$$

Таким образом, введение промежуточного перегрева пара увеличило степень сухости пара с 0,740 (см. задачу 13.1) до 0,822.

Тогда энтальпия и удельный объем влажного пара в точке 2:

$$h_2 = h'(1 - x) + h''x = 101 \cdot (1 - 0,822) + 2545 \cdot 0,822 = 2110 \text{ кДж/кг};$$

$$v_2 = v'(1 - x) + v''x = 0,001 \cdot (1 - 0,822) + 45,7 \cdot 0,822 = 37,6 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Параметры кипящей воды в точке 3 останутся прежними (см. задачу 13.1).

Удельное количество подводимой в цикле теплоты (без учета работы насоса) согласно выражению (13.11):

$$q_1 = (h_1 - h_3) + (h_b - h_a) = (3423 - 101) + (3550 - 3063) = 3809 \text{ кДж/кг},$$

а удельное количество отводимой теплоты

$$q_2 = h_2 - h_3 = 2110 - 101 = 2009 \text{ кДж/кг}.$$

Полезная работа цикла, равная работе, получаемой в турбине, согласно формуле (13.12):

$$\begin{aligned} l_0 = l_T &= (h_1 - h_a) + (h_b - h_2) = \\ &= (3423 - 3063) + (3550 - 2110) = 1800 \text{ кДж/кг}. \end{aligned}$$

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{1800}{3809} = 0,473.$$

Расходы пара, топлива и охлаждающей воды найдем, воспользовавшись уравнениями (13.7)–(13.9).

Полный расход пара:

$$D = \frac{N}{l_0} = \frac{500 \cdot 10^3}{1800} = 277,8 \text{ кг/с}.$$

Расход топлива:

$$B_T = \frac{q_1 D}{Q_H \eta_{ПГ}} = \frac{3809 \cdot 277,8}{45 \cdot 10^3 \cdot 0,95} = 24,75 \text{ кг/с}.$$

Расход охлаждающей воды:

$$M_B = \frac{q_2 D}{c_B \cdot \Delta t_B} = \frac{2009 \cdot 277,8}{4,19 \cdot 15} = 8880 \text{ кг/с}.$$

Таким образом, введение промежуточного перегрева пара увеличило термический КПД с 0,455 до 0,473, расходы топлива и охлаждающей воды при этом уменьшились.

**Пример 13.3.** В схему паросиловой установки, описанной в задаче 13.1, введено два регенеративных отбора пара в теплообменники смешивающего типа при давлениях  $p_{o1} = 18$  бар и  $p_{o2} = 6$  бар. Определить параметры в характерных точках цикла, удельные количества подведенной и отведенной теплоты, работу турбины, полезную работу цикла, термический КПД, расходы пара, топлива и охлаждающей воды. Цикл рассчитать без учета работы насоса.

Сравнить полученные значения с результатами задачи 13.1.

### Решение

Схема ПТУ, работающей по циклу Ренкина с двумя регенеративными отборами пара, и диаграммы  $h-s$  и  $T-s$  цикла изображены соответственно на рис. 13.10, 13.11.

Параметры и функции пара в точках 1, 2, 3 находим аналогично задаче 13.1 (их значения с введением регенеративных отборов не изменились).

Поскольку процесс расширения пара в турбине 1–o1–o2–2 адиабатный, то  $s_{o1} = s_{o2} = s_1 = 6,44$  кДж/(кг·К). По давлению  $p_{o1} = 18$  бар и энтропии  $s_{o1}$  определяем, что пар в точке o1 перегретый. Температура пара определяется по таблицам термодинамических свойств воды и перегретого пара (прил. 3) путем линейного интерполирования:

$$t_{o1} = 207,1 + \frac{6,44 - 6,38}{6,60 - 6,38} \cdot (250 - 207,1) = 219^\circ\text{C}.$$

Тогда энтальпия и удельный объем пара в точке o1:

$$h_{o1} = 2769 + \frac{2908 - 2769}{250 - 207,1} \cdot (219 - 207,1) = 2808 \text{ кДж/кг};$$

$$v_{o1} = 0,110 + \frac{0,125 - 0,110}{250 - 207,1} \cdot (219 - 207,1) = 0,114 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Процесс o1–o1' является изобарным, поэтому  $p_{o1} = p_{o1'} = 18$  бар. Пар в регенераторе отдает теплоту нагреваемой питательной воде, в результате чего он охлаждается и конденсируется до состояния кипящей воды, параметры и функции которой в точке o1' находим по прил. 3:

$$\begin{aligned}h_{o1'} &= h'(18 \text{ бар}) = 884 \text{ кДж/кг}; \\s_{o1'} &= s'(18 \text{ бар}) = 2,40 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}; \\v_{o1'} &= v'(18 \text{ бар}) = 0,0012 \text{ м}^3/\text{кг}.\end{aligned}$$

Температура в точке  $o1'$  равна температуре насыщения при давлении в первом отборе:

$$t_{o1'} = t_s(18 \text{ бар}) = 207,1 \text{ }^\circ\text{C}.$$

По давлению  $p_{o2} = 6 \text{ бар}$  и энтропии  $s_{o2}$  определяем, что пар в точке  $o2$  влажный. Степень сухости пара

$$x = \frac{s_{o2} - s'}{s'' - s'} = \frac{6,44 - 1,93}{6,76 - 1,93} = 0,934,$$

тогда энтальпия и удельный объем влажного пара в точке  $o2$ :

$$\begin{aligned}h_{o2} &= h'(1 - x) + h''x = 670 \cdot (1 - 0,934) + 2757 \cdot 0,934 = 2619 \text{ кДж/кг}; \\v_{o2} &= v'(1 - x) + v''x = 0,0011 \cdot (1 - 0,934) + 0,316 \cdot 0,934 = 0,296 \text{ м}^3/\text{кг}.\end{aligned}$$

Температура влажного пара равна температуре насыщения при заданном давлении, поэтому  $t_{o2} = t_s(6 \text{ бар}) = 158,8 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Параметры и функции кипящей воды в точке  $o2'$  находим аналогично параметрам точки  $o1'$ :

$$\begin{aligned}h_{o2'} &= h'(6 \text{ бар}) = 670 \text{ кДж/кг}; \\s_{o2'} &= s'(6 \text{ бар}) = 1,93 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}; \\v_{o2'} &= v'(6 \text{ бар}) = 0,0011 \text{ м}^3/\text{кг}.\end{aligned}$$

Доли отбора пара  $\alpha_{o1} = D_{o1}/D$  и  $\alpha_{o2} = D_{o2}/D$ , направляемого из турбины в подогреватели, определяемые из теплового баланса теплообменников (13.16), (13.17), рассчитываются по формулам (3.18), (3.19):

$$\begin{aligned}\alpha_{o1} &= \frac{h_{o1'} - h_{o2'}}{h_{o1} - h_{o2'}} = \frac{884 - 670}{2808 - 670} = 0,1; \\ \alpha_{o2} &= \frac{(1 - \alpha_1)(h_{o2'} - h_3)}{h_{o2} - h_3} = \frac{(1 - 0,1)(670 - 101)}{(2619 - 101)} = 0,203.\end{aligned}$$

Удельные количества подводимой и отводимой в цикле теплоты, а также полезная работа цикла определяются в соответствии с формулами (13.20)–(13.22):

$$\begin{aligned} q_1 &= h_1 - h_{01'} = 3423 - 884 = 2539 \text{ кДж/кг}; \\ q_2 &= (h_2 - h_3) (1 - \alpha_{01} - \alpha_{02}) = \\ &= (1910 - 101)(1 - 0,1 - 0,203) = 1260 \text{ кДж/кг}; \\ l_0 = l_t &= \alpha_{01}(h_1 - h_{01}) + \alpha_{02}(h_1 - h_{02}) + (1 - \alpha_{01} - \alpha_{02})(h_1 - h_2) = \\ &= 0,1 \cdot (3423 - 2808) + 0,203 \cdot (3423 - 2619) + \\ &+ (1 - 0,1 - 0,203)(3423 - 1910) = 1279 \text{ кДж/кг}. \end{aligned}$$

Рассчитаем термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{1279}{2539} = 0,504.$$

Расходы пара, топлива и охлаждающей воды найдем, воспользовавшись уравнениями (13.7)–(13.9).

Полный расход пара:

$$D = \frac{N}{l_0} = \frac{500 \cdot 10^3}{1279} = 390,9 \text{ кг/с}.$$

Расход топлива:

$$B_t = \frac{q_1 D}{Q_{\text{н}} \eta_{\text{пт}}} = \frac{2539 \cdot 390,9}{45 \cdot 10^3 \cdot 0,95} = 23,22 \text{ кг/с}.$$

Расход охлаждающей воды:

$$\dot{M}_в = \frac{q_2 D}{c_в \cdot \Delta t_в} = \frac{1260 \cdot 390,9}{4,19 \cdot 15} = 7837 \text{ кг/с}.$$

Таким образом, введение регенерации в схему ПТУ увеличило термический КПД с 0,455 до 0,504, расходы топлива и охлаждающей воды при этом уменьшились.

## 14. Циклы холодильных установок

**Х**олодильными установками называются тепловые машины, предназначенные для охлаждения тел до температуры, лежащей ниже температуры окружающей среды. Рабочее тело в таких установках совершает обратный цикл, в котором направление процессов на диаграммах изображается против часовой стрелки.

В холодильных машинах происходит перенос теплоты от менее нагретых тел к более нагретым; данный процесс, согласно второму закону термодинамики, не может осуществляться самопроизвольно и требует компенсации, т. е. затраты работы.

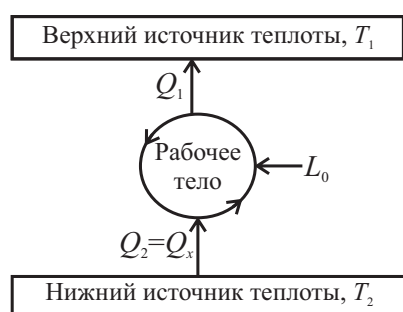


Рис. 14.1. Принципиальная схема холодильной машины

Принципиальная схема холодильной машины (рис. 14.1) имеет так же, как и тепловой двигатель, два источника теплоты: нижний холодный (охлаждаемое тело) и верхний горячий (теплоприемник), в качестве которого чаще всего выступает окружающая среда. Подводимая к рабочему телу удельная теплота  $q_2$  отбирается от охлаждаемого тела, за счет чего его температура понижается. Поэтому такую теплоту называют

удельной *холодопроизводительностью* установки  $q_x$ . В соответствии с принятым правилом знаков  $q_2 > 0$ . Отводимая от рабочего тела теплота  $q_1$  и затраченная в цикле работа  $l_0$  являются отрицательными величинами ( $q_1 < 0$ ,  $l_0 < 0$ ).

Рабочие тела холодильных машин называют *холодильными агентами*. По виду хладагента холодильные установки делятся на две группы: газовые (воздушные) и паровые.

На рис. 14.2 изображен произвольный обратный цикл  $a-b-c-d-a$  в диаграмме  $T-s$ . Подводимая к рабочему телу теплота  $q_2$  эквивалентна



площади под кривой процесса  $a-b-c$ . Теплота  $q_1$  эквивалентна площади под кривой процесса  $c-d-a$ , причем эта площадь равна сумме площади под кривой  $a-b-c$  и площади, ограниченной циклом, эквивалентной работе цикла  $l_0$ . Таким образом, первый закон термодинамики для обратного цикла можно записать как

$$q_1 = q_2 + l_0,$$

где  $q_1$  и  $l_0$  берутся по абсолютной величине.

Эффективность работы холодильного цикла оценивается *холодильным коэффициентом*  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \quad (14.1)$$

Чем больше удельная холодопроизводительность установки на единицу затраченной энергии, тем выше эффективность обратного цикла.

Используя теорему о среднем, как это было сделано для прямого цикла теплового двигателя (см. главу 10), холодильный коэффициент можно выразить через среднеинтегральные температуры подвода  $T_2^*$  и отвода  $T_1^*$  теплоты

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2^* \cdot \Delta s}{T_1^* |\Delta s| - T_2^* \cdot \Delta s} = \frac{T_2^*}{T_1^* - T_2^*}. \quad (14.2)$$

Из выражения (14.2) следует, что холодильный коэффициент будет увеличиваться при возрастании среднеинтегральной температуры подвода теплоты  $T_2^*$ , что противоречит назначению холодильной машины. Также холодильный коэффициент возрастает с уменьшением разности средних температур подвода и отвода теплоты, что обусловлено уменьшением затраченной работы.

Обратный цикл Карно (рис. 14.3), являющийся эталоном для холодильных циклов, так же как и прямой цикл, состоит из двух изотермических процессов подвода 2—3 и отвода теплоты 4—1 и двух адиабатных процессов сжатия 3—4 и расширения 1—2 рабочего тела (рис. 14.2). Условием осуществления цикла является отсутствие разности темпе-

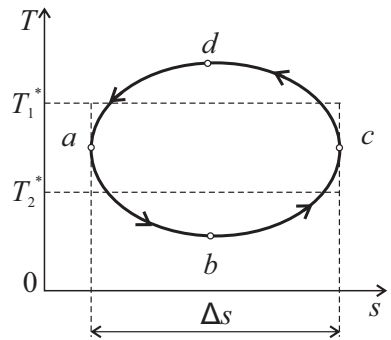


Рис. 14.2. Произвольный обратный цикл

ратур между охлаждаемой средой и рабочим телом, а также между теплоприемником и рабочим телом.

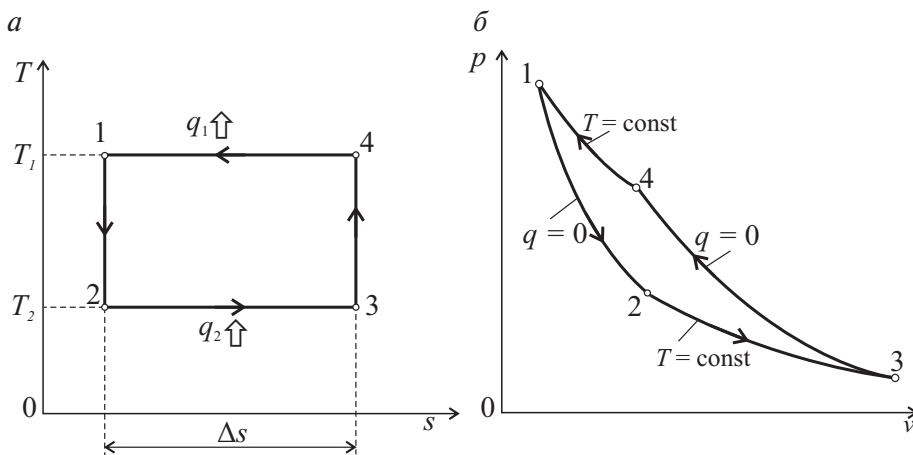


Рис. 14.3. Обратный цикл Карно в координатах  $T-s$  (а) и  $p-v$  (б)

Холодильный коэффициент цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела и определяется выражением

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2 \cdot \Delta s}{T_1 |\Delta s| - T_2 \cdot \Delta s} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Также нетрудно показать, что обратный цикл Карно наиболее эффективен среди всех произвольных циклов в заданном интервале температур.

Практическое применение обратного цикла Карно связано с теми же сложностями, что и осуществление прямого цикла, поэтому цикл Карно служит эталоном и дает возможность оценить температуры, которых надо придерживаться для получения максимальной эффективности холодильной установки.

### 14.1. Цикл воздушной холодильной установки

Рабочим телом *воздушной холодильной установки* (рис. 14.4) является воздух.

Воздух с давлением  $p_3$  и температурой  $T_3$  поступает в воздушную турбину — детандер Д, где адиабатно расширяется до давления  $p_4$

(процесс 3—4, рис. 14.5). Температура воздуха в детандере понижается от  $T_3$  до  $T_4$  и становится ниже температуры охлаждаемого тела, что создает условия для теплообмена между телом и хладагентом. Холодный воздух поступает в холодильную камеру ХК, отбирает теплоту от охлаждаемого тела при постоянном давлении  $p_4 = p_1$ , в результате чего температура охлаждаемого тела понижается, а сам воздух нагревается до температуры  $T_1$  (процесс 4—1). Из холодильной камеры воздух поступает в компрессор К, где адиабатно сжимается, в результате чего его давление повышается от  $p_1$  до  $p_2$ , а температура — до  $T_2$ , большей температуры окружающей среды (процесс 1—2).

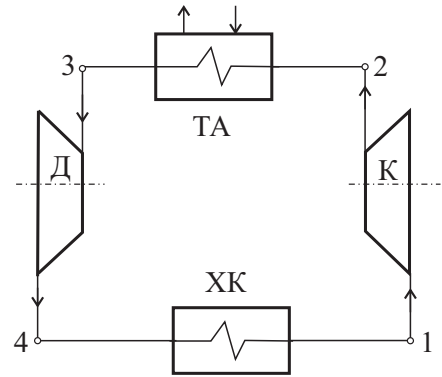


Рис. 14.4. Принципиальная схема воздушной холодильной установки

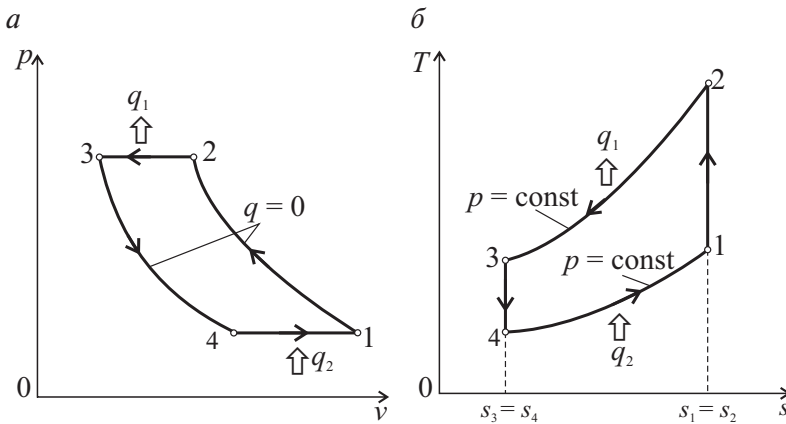


Рис. 14.5. Цикл воздушной холодильной установки в координатах  $p-v$  (а) и  $T-s$  (б):

1—2 — адиабатное сжатие воздуха в К; 2—3 — изобарный отвод теплоты от воздуха в ТА;  
3—4 — адиабатное расширение воздуха в Д; 4—1 — изобарный подвод теплоты к воздуху в ХК

Работа, полученная в детандере при расширении рабочего тела, отдается внешнему потребителю (например, производя электроэнергию с помощью соединенного с детандером электрогенератора) и частично компенсирует затраты работы на привод компрессора. Сжатый компрессором воздух поступает в теплообменный аппарат — охлади-

тель ТА. Охладитель представляет собой теплообменник поверхностного типа, в котором температура воздуха снижается при постоянном давлении  $p_2 = p_3$  вследствие отдачи теплоты в окружающую среду с помощью охлаждающей воды, циркулирующей через охладитель (процесс 2–3). Далее воздух вновь поступает в детандер.

Удельное количество теплоты, подводимой к воздуху в холодильной камере (удельная холодопроизводительность установки), определяется из уравнения

$$q_2 = q_x = c_p(T_1 - T_4), \quad (14.3)$$

а удельное количество теплоты, отводимой в охладителе в окружающую среду,

$$q_1 = c_p(T_2 - T_3). \quad (14.4)$$

Удельная работа, затраченная на сжатие воздуха в компрессоре, находится как

$$l_k = c_p(T_2 - T_1), \quad (14.5)$$

а удельная работа, полученная при расширении воздуха в детандере,

$$l_d = c_p(T_3 - T_4). \quad (14.6)$$

Работа, затраченная в цикле, определяется как разность работ компрессора и детандера:

$$l_0 = l_k - l_d.$$

Эффективность цикла можно оценить с помощью холодильного коэффициента установки, определяемого по формуле (14.1):

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{q_2}{q_1 - q_2},$$

либо с учетом формул (14.3) и (14.4):

$$\varepsilon = \frac{T_1 - T_4}{(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)}.$$

Основным недостатком воздушной холодильной установки является ее низкая эффективность. Так как теплоемкость воздуха невелика ( $c_p \approx 1$  кДж/(кг · К)), то для увеличения холодопроизводительности установки и поддержания нужной температуры в холодильной камере приходится увеличивать расход хладагента

$$\dot{Q}_x = \dot{M}q_x = \dot{M}c_p(T_1 - T_4).$$

Поэтому чаще всего данные устройства используются в системах кондиционирования воздуха.

## 14.2. Цикл парокомпрессионной холодильной установки

В качестве хладагентов в парокомпрессионных установках используются пары легкокипящих жидкостей с низкой температурой кипения. К ним относятся аммиак, фреоны (хладоны) и некоторые углеводороды.

Аммиак является одним из лучших хладагентов по своим термодинамическим свойствам. Температура кипения аммиака при атмосферном давлении составляет  $-33,35^\circ\text{C}$ . Однако он токсичен и при некоторых условиях взрывоопасен, что ограничивает его применение.

Фреоны (хладоны) — это фтор- и хлорсодержащие производные насыщенных углеводородов (главным образом метана и этана). Температура кипения при  $p = 1$  бар, например, у фреона R12  $t_s = -29,74^\circ\text{C}$ , а у фреона R22  $t_s = -40,85^\circ\text{C}$ . В настоящее время эти хладагенты практически не используются из-за своих озоноразрушающих свойств. Один из современных фреонов R134 а, разработанный на замену R12 и не содержащий хлора, имеет температуру кипения  $-26,5^\circ\text{C}$ .

На рис. 14.6 приведена принципиальная схема парокомпрессионной установки. Влажный пар хладагента с низкой температурой поступает в испаритель холодильной камеры ХК, в котором он вскипает при постоянном давлении ( $p_4 = p_1$ ) за счет теплоты, отнимаемой от охлаждаемого тела, вследствие чего температура тела понижается. Затем пар поступает в компрессор К, в котором он адиабатно сжимается до давления  $p_2$ . Сжатый компрессором пар поступает в теплообменный аппарат — охладитель ТА, в котором он ох-

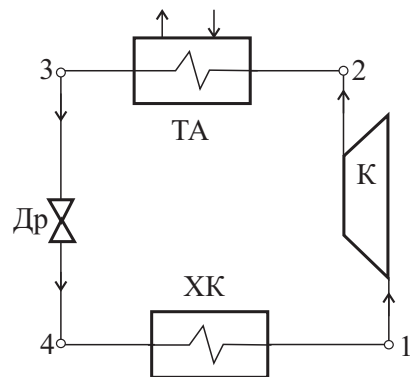


Рис. 14.6. Принципиальная схема парокомпрессионной холодильной установки

лаждается при постоянном давлении, отдавая теплоту в окружающую среду, и конденсируется. Далее жидкий хладагент дросселируется, проходя через дроссель Др, в результате чего его температура и давление понижаются, а часть хладагента испаряется без подвода теплоты извне. Дроссель позволяет плавно регулировать температуру в холодильной камере путем изменения степени открытия вентиля. После дросселирования парожидкостная смесь хладагента возвращается в испаритель для повторного испарения, замыкая цикл работы холодильной машины.

В парокompрессионных холодильных установках обычно используются два вида схем:

- *цикл с влажным ходом компрессора* (рис. 14.7, а), в котором из холодильной камеры выходит влажный пар, а на выходе из компрессора получается сухой насыщенный пар;
- *цикл с сухим ходом компрессора* (рис. 14.7, б), в котором из холодильной камеры выходит сухой насыщенный пар, а компрессор работает в области перегретого пара.

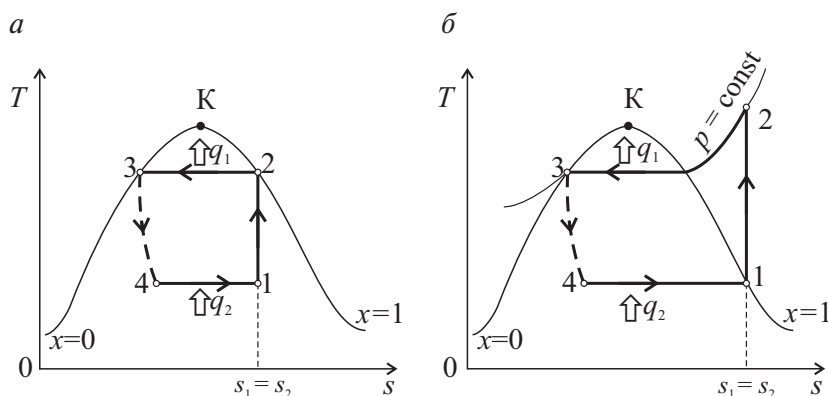


Рис. 14.7. Цикл парокompрессионной холодильной установки:

а — влажный ход компрессора; б — сухой ход компрессора; 1–2 — процесс адиабатного сжатия пара в компрессоре; 2–3 — изобарный отвод теплоты от пара в окружающую среду; 3–4 — процесс дросселирования,  $h_3 = h_4$ ; 4–1 — изобарно-изотермический процесс подвода теплоты к хладагенту в холодильной камере

Теплота, подводимая к рабочему телу в холодильной камере (удельная холодопроизводительность установки), определяется из уравнения

$$q_2 = q_x = h_1 - h_4. \quad (14.7)$$

Теплота, отводимая в охладителе в окружающую среду:

$$q_1 = h_2 - h_3. \quad (14.8)$$

Поскольку процесс дросселирования газов происходит без совершения работы, то работа, затраченная в цикле, определяется только работой компрессора

$$l_0 = l_k = h_2 - h_1. \quad (14.9)$$

Холодильный коэффициент установки можно найти как

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}.$$

Энтальпии рабочего тела в характерных точках цикла, определяются по диаграммам или по таблицам, составленным для соответствующих хладагентов.

### **14.3. Тепловой насос**

В процессе работы любой холодильной установки теплота, отбираемая из холодильной камеры, передается окружающей среде с более высокой, чем в холодильной камере, температурой. Следовательно, с помощью холодильного цикла можно получать пригодную для использования теплоту и отапливать помещения, «перекачивая» теплоту от холодного источника к горячему. Такие установки называются *тепловыми насосами*.

Как и холодильная установка, тепловой насос работает по обратному циклу, только работающему в другом интервале температур. За счет энергии, затрачиваемой на привод компрессора, он отнимает теплоту  $q_2$  у источника с низкой температурой и передает теплоту  $q_1$  источнику с более высокой температурой.

Источники низкопотенциальной теплоты для теплового насоса могут быть естественного и искусственного происхождения. К естественным источникам относится теплота грунта, хорошо аккумулирующего солнечную энергию и подогревающегося за счет энергии земных недр. В этом случае внешний контур теплового насоса, представляющий собой трубопровод с незамерзающей жидкостью, опускается

в скважину на 50–100 м или закапывается вдоль поверхности земли на глубине 1,5–2 м.

Также в качестве естественных источников теплоты используется вода открытых водоемов (озера, реки, водохранилища, моря), подземные воды (термальные, артезианские), обычный атмосферный воздух.

Искусственными источниками низкопотенциальной теплоты являются теплый вентиляционный воздух, обратная вода в тепловой сети, теплота технологических процессов и т. п.

Эффективность теплового насоса оценивается величиной *отопительного коэффициента*  $\varepsilon_{\text{отоп}}$ :

$$\varepsilon_{\text{отоп}} = \frac{q_1}{l_0} = 1 + \varepsilon. \quad (14.10)$$

Формула (14.10) устанавливает связь между холодильным и отопительным коэффициентами. Чем выше  $\varepsilon$ , тем больше  $\varepsilon_{\text{отоп}}$ .

Преимущество теплового насоса состоит в том, что при затрате одного и того же количества энергии  $l_0$  с помощью теплового насоса к нагреваемому помещению подводится большее количество теплоты, чем при любом другом способе. Например, электрический нагреватель превращает электрическую энергию в теплоту, равную  $l_0$ . Тепловой насос превращает теплоту низкого температурного потенциала в теплоту более высокого температурного потенциала и передает нагреваемому объему теплоту в количестве  $l_0 + q_2$ .

**Пример 14.1.** Воздушная холодильная установка (см. рис. 14.3) имеет холодопроизводительность  $\dot{Q}_x = 100$  МДж/ч. Параметры воздуха на входе в компрессор (см. рис. 14.4):  $p_1 = 1$  бар и  $t_1 = -5$  °С. После сжатия воздух имеет давление  $p_2 = 5$  бар. Температура воздуха после охладителя  $t_3 = 22$  °С. Определить параметры воздуха в характерных точках цикла, удельную холодопроизводительность установки, затраченную в цикле работу, холодильный коэффициент, расход воздуха, мощность привода компрессора и мощность детандера.

### Решение

Температуры  $T_2$  и  $T_4$  определим из уравнений процессов адиабатического сжатия 1–2 и расширения 3–4 (см. рис. 14.4) соответственно:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_2 = T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = (-5 + 273) \left( \frac{5}{1} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 424,5 \text{ К};$$



$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_4 = T_3 \left( \frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = (22 + 273) \left( \frac{1}{5} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 186,3 \text{ К.}$$

Из уравнения состояния идеального газа  $p\nu = RT$ , записанного для 1 кг, найдем удельный объем воздуха на входе в компрессор:

$$\nu_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot (-5 + 273)}{1 \cdot 10^5} = 0,7692 \text{ м}^3/\text{кг};$$

остальные значения удельных объемов находятся аналогично.

Удельная холодопроизводительность установки определяется из уравнения (14.3)

$$q_2 = q_x = c_p(T_1 - T_4) = 1,004 \cdot (268 - 186,3) = 82,03 \text{ кДж/кг.}$$

Удельное количество теплоты, отводимой в охладителе в окружающую среду, определяется согласно (14.4) как

$$q_1 = c_p(T_2 - T_3) = 1,004 \cdot (424,5 - 295) = 130,02 \text{ кДж/кг.}$$

Удельную работу, затраченную на сжатие воздуха в компрессоре, найдем по выражению (14.5):

$$l_k = c_p(T_2 - T_1) = 1,004 \cdot (424,5 - 268) = 157,1 \text{ кДж/кг};$$

а удельную работу, полученную при расширении воздуха в детандере, — по выражению (14.6):

$$l_d = c_p(T_3 - T_4) = 1,004 \cdot (295 - 186,3) = 109,1 \text{ кДж/кг.}$$

Работа, затраченная в цикле, определяется как

$$l_0 = l_k - l_d = 157,1 - 109,1 = 48 \text{ кДж/кг.}$$

Тогда холодильный коэффициент установки в соответствии с формулой (14.1) рассчитывается так:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{82,03}{48} = 1,71.$$

Расход холодильного агента в цикле можно найти через соотношение полной и удельной холодопроизводительности:

$$\dot{M} = \frac{\dot{Q}_x}{q_x} = \frac{100 \cdot 10^3}{82,03 \cdot 3600} = 0,3386 \text{ кг/с.}$$

Тогда можно найти мощность, необходимую для привода компрессора:

$$N_{\kappa} = \dot{M} l_{\kappa} = 0,3386 \cdot 157,1 = 53,2 \text{ кВт},$$

и мощность, вырабатываемую детандером:

$$N_{\text{д}} = \dot{M} l_{\text{д}} = 0,3386 \cdot 109,1 = 36,9 \text{ кВт}.$$

**Пример 14.2.** Парокомпрессионная холодильная установка (см. рис. 14.5) работает с использованием фреона R-22. В компрессоре холодильной установки сжимается влажный пар (см. рис. 14.6, а). Температура рабочего тела в испарителе холодильной камеры  $t_1 = -10^\circ\text{C}$ . Температура конденсации пара в охладителе  $t_3 = 20^\circ\text{C}$ . Холодопроизводительность установки  $\dot{Q}_x = 100 \text{ кВт}$ .

Определить параметры и функции рабочего тела в характерных точках цикла, воспользовавшись диаграммой ( $\lg p-h$ ) для фреона R-22 (прил. 5). Найти удельную холодопроизводительность установки; теплоту, отдаваемую окружающей среде; затраченную в цикле работу; холодильный коэффициент установки; расход холодильного агента и мощность привода компрессора.

### Решение

Из компрессора холодильной установки выходит сухой насыщенный пар. В теплообменнике (конденсаторе) пар полностью конденсируется до состояния кипящей жидкости. Состояние рабочего тела после компрессора (точка 2, рис. 14.6, а), а также после охладителя (точка 3, рис. 14.6, а) определяется по диаграмме  $\lg p-h$  (прил. 5): пересечение изобары  $p_2 = p_3 = 9 \cdot 10^5 \text{ Па}$ , соответствующей температуре насыщения фреона  $t_2 = t_3 = 20^\circ\text{C}$ , с пограничной кривой (рис. 14.7).

Параметры сухого насыщенного пара:

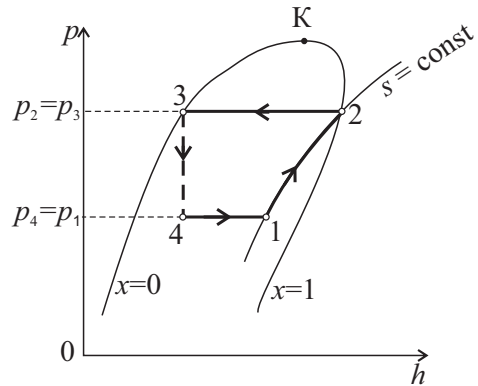
$$h_2 = h'' = 710 \text{ кДж/кг}; \quad s_2 = s'' = 1,72 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)};$$

$$v_2 = v'' = 0,026 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Параметры кипящей жидкости:

$$h_3 = h' = 525 \text{ кДж/кг}; \quad s_3 = s' = 1,08 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Поскольку процесс повышения давления в компрессоре адиабатный, то  $s_1 = s_2 = 1,72 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ . Для нахождения параметров влажного пара на входе в компрессор из точки 2 проводим вниз линию  $s = \text{const}$  до пересечения с изобарой  $p_4 = p_1 = 3,7 \cdot 10^5 \text{ Па}$ , соответствующей температуре насыщения фреона  $t_4 = t_1 = -10^\circ \text{C}$ . Получаем следующее:



$$h_1 = 690 \text{ кДж/кг}; \quad x_1 = 0,95; \quad v_1 = 0,062 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

В процессе дросселирования рабочего тела в дроссельном вентиле энтальпия остается постоянной, поэтому  $h_4 = h_3 = 525 \text{ кДж/кг}$ . Тогда для нахождения параметров фреона после дроссельного вентиля из точки 3 проводим вниз линию  $h = \text{const}$  до пересечения с изобарой  $p_4 = p_1 = 3,7 \cdot 10^5 \text{ Па}$ . Получаем следующее:

$$s_4 = 1,1 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}); \quad x_4 = 0,18; \quad v_4 = 0,012 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Теплота, подводимая к рабочему телу в холодильной камере (удельная холодопроизводительность установки), согласно уравнению (14.7)

$$q_2 = q_x = h_1 - h_4 = 690 - 525 = 165 \text{ кДж/кг}.$$

Теплота, отводимая в охладителе (конденсаторе) в окружающую среду, в соответствии с формулой (14.8) рассчитывается так:

$$q_1 = h_2 - h_3 = 710 - 525 = 185 \text{ кДж/кг}.$$

Работа, затраченная в цикле, определяется согласно выражению (14.9):

$$l_0 = l_k = h_2 - h_1 = 710 - 690 = 20 \text{ кДж/кг},$$

или

$$l_0 = q_1 - q_2 = 185 - 165 = 20 \text{ кДж/кг}.$$

Тогда холодильный коэффициент установки

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{165}{20} = 8,25.$$

Полная холодопроизводительность установки  $\dot{Q}_x = q_x \dot{M}$ . Тогда расход холодильного агента

$$\dot{M} = \frac{\dot{Q}_x}{q_x} = \frac{100}{165} = 0,606 \text{ кг/с.}$$

Мощность привода компрессора

$$N_k = l_k \dot{M} = 20 \cdot 0,606 = 12,1 \text{ кВт.}$$

---

## Библиографический список

---

1. Нашокин, В. В. Техническая термодинамика и теплопередача / В. В. Нашокин. — Москва : Аз-book, 2009. — 463 с. — ISBN 978-5-904034-01-6.
2. Кириллин, В. А. Техническая термодинамика / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, С. А. Шейндлин. — Москва : Наука, 2008. — 512 с. — ISBN 978-5-383-00263-6.
3. Теплотехника : учебник для вузов / под общей редакцией А. М. Архарова и В. Н. Афанасьева. — Москва : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. — 712 с. — ISBN 5-7038-2439-7.
4. Александров, А. А. Термодинамические основы циклов теплоэнергетических установок / А. А. Александров. — Москва : Изд-во МЭИ, 2004. — 160 с. — ISBN 5-7046-1094-3.
5. Королев, В. Н. Техническая термодинамика : учебное пособие / В. Н. Королев, Е. М. Толмачев. — Екатеринбург : УГТУ–УПИ, 2007. — 180 с. — ISBN 978-5-2101-0877.
6. Базаров, И. П. Термодинамика / И. П. Базаров. — Москва : Высшая школа, 1991. — 376 с. — ISBN 5-06-000626-3.
7. Хейвуд, Р. Термодинамика равновесных процессов : пер. с англ. / Р. Хейвуд. — Москва : Мир, 1983. — 492 с.
8. Леонтович, М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика / М. А. Леонтович. — Изд. 2-е, стер. — Санкт-Петербург : Лань, 2008. — 432 с. — ISBN 978-5-8114-0850-4.
9. Жуковский, В. С. Термодинамика / В. С. Жуковский. — Москва : Энергоатомиздат, 1983. — 304 с.
10. Королев, В. Н. Теоретические основы теплотехники. Техническая термодинамика : учебное пособие / В. Н. Королев, Б. П. Юрьев. — Екатеринбург : УГТУ, 1995. — 151 с. — ISBN 5230171812 : 6000.
11. Александров, А. А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара / А. А. Александров, Б. А. Григорьев. — Москва : МЭИ, 1999. — 168 с. — ISBN 5-7046-0397-1 : 500.00.

12. Ривкин, С. Л. Термодинамические свойства газов / С. Л. Ривкин. — 4-е изд. — Москва : Энергоатомиздат, 1987. — 286 с.
13. Сборник задач по технической термодинамике / Т. Н. Андрианова, Б. В. Дзампов, В. Н. Зубарев, С. А. Ремизов. — Москва : МЭИ, 2000. — 356 с. — ISBN 5-7046-0436-6 : 75.00.
14. Рабинович, О. М. Сборник задач по технической термодинамике / О. М. Рабинович. — Москва : Машиностроение, 1973. — 344 с.
15. Техническая термодинамика : учебное пособие. В 2 частях. Часть 1 / А. В. Островская, Е. М. Толмачев, В. С. Белоусов, С. А. Нейская. — Екатеринбург : УГТУ–УПИ, 2009. — 155 с.
16. Техническая термодинамика : учебное пособие. В 2 частях. Часть 2 / А. В. Островская, Е. М. Толмачев, В. С. Белоусов, С. А. Нейская. — Екатеринбург : УГТУ–УПИ, 2010. — 106 с.
17. Толмачёв, Е. М. Техническая термодинамика. Термодинамический расчет и анализ циклов газовых двигателей и паросиловых установок : учебное пособие. В 3 частях. Часть 1. — Екатеринбург : УГТУ–УПИ, 2007. — 25 с. — URL: <https://study.urfu.ru/Aid/ViewMeta/4056> (дата обращения: 18.08.2019).
18. Толмачёв, Е. М. Техническая термодинамика. Термодинамический расчет и анализ циклов газовых двигателей и паросиловых установок : учебное пособие. В 3 частях. Часть 2. — Екатеринбург : УГТУ–УПИ, 2007. — 23 с. — URL: <https://study.urfu.ru/Aid/ViewMeta/4057> (дата обращения: 18.08.2019).
19. Е. М. Толмачёв. Техническая термодинамика. Термодинамический расчет и анализ циклов газовых двигателей и паросиловых установок : учебное пособие. В 3 частях. Часть 3. — Екатеринбург : УГТУ–УПИ, 2007. 49 с. — URL: <https://study.urfu.ru/Aid/ViewMeta/4058> (дата обращения: 18.08.2019).
20. Термодинамические свойства некоторых жидкостей, газов и газовых смесей : справочно-информационный материал по курсам: «Термодинамика», «Термодинамика и тепломассообмен», «Теоретические основы теплотехники» / В. С. Белоусов, Б. П. Жилкин, А. В. Островская, Г. П. Ясников. — Екатеринбург : УГТУ–УПИ, 2006. — 32 с.

# Приложение 1

## Теплоемкости газов [20, с. 18–26]

Таблица П1.1

Теплоемкости кислорода (O <sub>2</sub> ) ( $\mu = 32,00$ кг/кмоль, $\rho_0 = 1,428$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 259,8$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$c_p,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c_v,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c_{pm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c_{vm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c'_{pm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$c'_{vm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\mu c_p,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\mu c_v,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	0,915	0,655	0,915	0,655	1,306	0,935	29,27	20,96
100	0,933	0,673	0,923	0,663	1,317	0,946	29,53	21,22
200	0,963	0,703	0,935	0,675	1,335	0,964	29,92	21,26
300	0,995	0,735	0,950	0,690	1,356	0,985	30,39	22,08
400	1,023	0,763	0,965	0,705	1,377	1,006	30,87	22,56
500	1,048	0,788	0,979	0,719	1,398	1,027	31,33	23,01
600	1,069	0,809	0,992	0,732	1,416	1,046	31,75	23,44
700	1,085	0,825	1,005	0,745	1,434	1,063	32,14	23,83
800	1,100	0,840	1,016	0,756	1,450	1,079	32,50	24,18
900	1,112	0,852	1,026	0,766	1,464	1,093	32,82	24,50
1000	1,123	0,863	1,035	0,775	1,477	1,106	33,11	24,80
1100	1,131	0,871	1,043	0,783	1,489	1,118	33,38	25,07
1200	1,140	0,880	1,051	0,791	1,500	1,129	33,63	25,31
1300	1,148	0,888	1,058	0,798	1,510	1,139	33,86	25,54
1400	1,156	0,896	1,064	0,805	1,520	1,149	34,07	25,76
1500	1,164	0,904	1,071	0,811	1,529	1,158	34,27	25,96
1600	1,171	0,911	1,077	0,817	1,538	1,167	34,47	26,15
1700	1,178	0,918	1,083	0,823	1,546	1,175	34,65	26,34
1800	1,185	0,925	1,088	0,828	1,554	1,183	34,83	26,51
1900	1,193	0,993	1,094	0,834	1,561	1,190	35,00	26,68
2000	1,200	0,940	1,099	0,839	1,569	1,198	35,16	26,85
2100	1,207	0,947	1,104	0,844	1,576	1,205	35,32	27,01
2200	1,214	0,954	1,108	0,849	1,583	1,212	35,48	27,16
2300	1,221	0,961	1,113	0,854	1,589	1,218	35,63	27,31
2400	1,228	0,968	1,118	0,858	1,596	1,225	35,78	27,46
2500	1,234	0,974	1,123	0,863	1,602	1,232	35,92	27,61
2600	1,241	0,981	1,127	0,867	1,609	1,238	36,06	27,75
2700	1,247	0,987	1,131	0,872	1,615	1,244	36,20	27,89

Таблица П1.2

Теплоемкости азота (N <sub>2</sub> ) ( $\mu = 28,02$ кг/кмоль, $\rho_0 = 1,250$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 296,7$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	1,039	0,742	1,039	0,742	1,298	0,928	29,11	20,80
100	1,042	0,745	1,040	0,743	1,300	0,929	29,14	20,82
200	1,052	0,755	1,043	0,746	1,304	0,933	29,22	20,91
300	1,069	0,772	1,048	0,752	1,311	0,940	29,38	21,06
400	1,091	0,794	1,056	0,760	1,320	0,949	29,60	21,28
500	1,115	0,818	1,066	0,769	1,332	0,961	29,86	21,54
600	1,139	0,842	1,076	0,779	1,345	0,974	30,14	21,83
700	1,161	0,864	1,087	0,790	1,358	0,987	30,44	22,13
800	1,181	0,884	1,097	0,800	1,371	1,000	30,74	22,43
900	1,199	0,902	1,108	0,811	1,384	1,013	31,03	22,72
1000	1,215	0,918	1,118	0,821	1,397	1,026	31,31	22,99
1100	1,228	0,932	1,127	0,830	1,408	1,038	31,57	23,26
1200	1,241	0,944	1,136	0,839	1,420	1,049	31,82	23,51
1300	1,251	0,954	1,144	0,848	1,430	1,059	32,06	23,75
1400	1,260	0,964	1,152	0,856	1,440	1,070	32,29	23,97
1500	1,268	0,972	1,160	0,863	1,450	1,079	32,50	24,18
1600	1,276	0,979	1,163	0,870	1,458	1,088	32,69	24,38
1700	1,282	0,985	1,173	0,877	1,467	1,096	32,88	24,56
1800	1,288	0,991	1,180	0,883	1,474	1,103	33,05	24,74
1900	1,293	0,996	1,185	0,889	1,482	1,111	33,21	24,90
2000	1,298	1,001	1,191	0,894	1,489	1,118	33,37	25,05
2100	1,301	1,005	1,196	0,900	1,495	1,124	33,51	25,20
2200	1,306	1,009	1,201	0,905	1,502	1,130	33,65	25,34
2300	1,309	1,013	1,206	0,909	1,507	1,136	33,78	25,47
2400	1,313	1,016	1,210	0,913	1,512	1,142	33,90	25,59
2500	1,316	1,019	1,214	0,918	1,517	1,147	34,02	25,70



Таблица П1.3

Теплоемкости воздуха ( $\mu = 28,97$ кг/кмоль, $\rho_0 = 1,293$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 287,0$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг} \cdot \text{К}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг} \cdot \text{К}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг} \cdot \text{К}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг} \cdot \text{К}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3 \cdot \text{К}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3 \cdot \text{К}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль} \cdot \text{К}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль} \cdot \text{К}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	1,003	0,716	1,003	0,716	1,297	0,926	29,07	20,75
100	1,010	0,723	1,006	0,719	1,300	0,929	29,15	20,83
200	1,024	0,737	1,011	0,724	1,307	0,936	29,29	20,98
300	1,044	0,758	1,019	0,732	1,317	0,946	29,52	21,20
400	1,068	0,781	1,028	0,741	1,329	0,958	29,78	21,47
500	1,092	0,805	1,038	0,752	1,342	0,972	30,09	21,78
600	1,115	0,828	1,049	0,762	1,356	0,985	30,40	22,08
700	1,135	0,848	1,060	0,773	1,370	1,000	30,72	22,40
800	1,154	0,867	1,071	0,784	1,384	1,013	31,02	22,71
900	1,170	0,883	1,081	0,794	1,397	1,026	31,32	23,00
1000	1,184	0,897	1,090	0,804	1,409	1,039	31,59	23,28
1100	1,197	0,910	1,100	0,812	1,421	1,050	31,86	23,54
1200	1,208	0,921	1,108	0,821	1,432	1,061	32,10	23,79
1300	1,218	0,931	1,116	0,829	1,443	1,072	32,34	24,02
1400	1,226	0,940	1,124	0,837	1,452	1,082	32,59	24,24
1500	1,234	0,948	1,131	0,844	1,462	1,091	32,77	24,45
1600	1,242	0,955	1,138	0,850	1,470	1,100	32,96	24,65
1700	1,248	0,961	1,144	0,857	1,478	1,108	33,14	24,83
1800	1,254	0,967	1,150	0,863	1,486	1,116	33,31	25,00
1900	1,260	0,973	1,156	0,868	1,494	1,123	33,48	25,16
2000	1,265	0,978	1,161	0,874	1,501	1,129	33,63	25,32
2100	1,270	0,983	1,166	0,879	1,507	1,136	33,78	25,47
2200	1,275	0,987	1,171	0,884	1,513	1,142	33,92	25,61
2300	1,279	0,992	1,175	0,889	1,519	1,148	34,05	25,74
2400	1,283	0,996	1,180	0,893	1,525	1,154	34,18	25,87
2500	1,287	1,000	1,184	0,897	1,530	1,159	34,30	25,99

Таблица П1.4

Теплоемкости водорода (H <sub>2</sub> ) ( $\mu = 2,016$ кг/кмоль, $\rho_0 = 0,090$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 4124$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	14,19	10,07	14,19	10,07	1,276	0,905	28,61	20,30
100	14,44	10,32	14,35	10,23	1,293	0,920	28,93	20,62
200	14,50	10,38	14,42	10,29	1,297	0,926	29,07	20,75
300	14,53	10,41	14,44	10,32	1,299	0,928	29,12	20,80
400	14,58	10,45	14,47	10,35	1,302	0,931	29,18	20,87
500	14,66	10,53	14,50	10,38	1,305	0,934	29,24	20,93
600	14,78	10,65	14,54	10,42	1,308	0,937	29,31	21,00
700	14,93	10,80	14,58	10,46	1,312	0,941	29,40	21,09
800	15,11	10,99	14,64	10,51	1,316	0,946	29,51	21,20
900	15,31	11,19	14,70	10,58	1,322	0,951	29,64	21,33
1000	15,51	11,39	14,77	10,65	1,329	0,958	29,78	21,47
1100	15,73	11,61	14,85	10,73	1,336	0,965	29,94	21,62
1200	15,95	11,82	14,93	10,81	1,343	0,972	30,10	21,79
1300	16,17	12,04	15,02	10,90	1,351	0,980	30,28	21,97
1400	16,37	12,24	15,11	10,99	1,359	0,988	30,46	22,15
1500	16,56	12,44	15,20	11,08	1,367	0,996	30,64	22,33
1600	16,74	12,62	15,29	11,17	1,375	1,004	30,82	22,51
1700	16,92	12,79	15,38	11,26	1,383	1,012	31,00	22,69
1800	17,08	12,96	15,47	11,34	1,391	1,020	31,18	22,87
1900	17,24	13,12	15,56	11,43	1,399	1,028	31,36	23,05
2000	17,38	13,26	15,64	11,52	1,407	1,036	31,54	23,23
2100	17,52	13,40	15,73	11,61	1,415	1,044	31,72	23,40
2200	17,66	13,53	15,81	11,69	1,422	1,052	31,88	23,57
2300	17,73	13,66	15,90	11,77	1,430	1,059	33,05	23,74
2400	17,90	13,77	15,98	11,86	1,437	1,066	32,21	23,90
2500	18,01	13,89	16,06	11,94	1,444	1,074	32,38	24,06
2600	18,12	13,99	16,14	12,01	1,451	1,080	32,53	24,22
2700	18,22	14,09	16,21	12,09	1,458	1,087	32,68	24,37

Таблица П1.5

Теплоемкости окиси углерода CO ( $\mu = 28,01$ кг/кмоль, $\rho_0 = 1,250$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 296,8$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	1,039	0,742	1,059	0,742	1,299	0,928	29,12	20,80
100	1,044	0,747	1,041	0,745	1,301	0,930	29,17	20,86
200	1,058	0,761	1,046	0,749	1,307	0,936	29,30	20,99
300	1,060	0,783	1,054	0,757	1,316	0,945	29,51	21,20
400	1,106	0,809	1,063	0,766	1,329	0,953	29,78	21,47
500	1,132	0,835	1,074	0,778	1,342	0,971	30,09	21,76
600	1,155	0,860	1,086	0,789	1,357	0,986	30,42	22,11
700	1,179	0,882	1,098	0,801	1,372	1,001	30,75	22,44
800	1,193	0,902	1,109	0,812	1,586	1,015	31,06	22,75
900	1,216	0,919	1,120	0,823	1,399	1,028	31,37	23,06
1000	1,230	0,933	1,130	0,833	1,412	1,041	31,65	23,34
1100	1,243	0,946	1,140	0,843	1,424	1,053	31,93	23,62
1200	1,254	0,957	1,149	0,852	1,436	1,065	32,19	23,88
1300	1,264	0,967	1,157	0,860	1,446	1,075	34,42	24,11
1400	1,272	0,978	1,165	0,668	1,456	1,086	32,65	24,34
1500	1,280	0,983	1,173	0,876	1,466	1,095	32,85	24,54
1600	1,286	0,983	1,180	0,883	1,474	1,103	33,04	24,73
1700	1,292	0,995	1,166	0,889	1,482	1,111	33,22	24,91
1800	1,298	1,001	1,192	0,895	1,490	1,119	33,40	25,09
1900	1,302	1,005	1,198	0,901	1,497	1,126	33,55	25,24
2000	1,306	1,010	1,203	0,906	1,504	1,833	33,70	25,49
2100	1,310	1,013	1,208	0,911	1,510	1,139	33,84	25,53
2200	1,314	1,017	1,213	0,916	1,516	1,145	33,97	25,66
2300	1,317	1,020	1,217	0,920	1,521	1,150	34,10	25,79
2400	1,320	1,023	1,221	0,925	1,527	1,156	34,22	25,91
2500	1,323	1,026	1,226	0,929	1,532	1,161	34,33	26,02

Таблица П1.6

Теплоемкости двуокиси углерода $\text{CO}_2$ ( $\mu = 44,01$ кг/кмоль, $\rho_0 = 1,963$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 188,9$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	0,814	0,626	0,814	0,626	1,599	1,228	55,85	27,54
100	0,913	0,724	0,866	0,677	1,700	1,329	33,10	29,79
200	0,992	0,804	0,910	0,721	1,787	1,416	40,05	31,74
300	1,056	0,868	0,943	0,760	1,862	1,491	41,75	33,43
400	1,110	0,921	0,982	0,794	1,929	1,558	43,24	54,92
500	1,154	0,966	1,012	0,824	1,988	1,617	44,56	36,25
600	1,192	1,003	1,039	0,850	2,041	1,670	45,74	37,43
700	1,223	1,034	1,064	0,875	2,038	1,717	46,80	38,49
800	1,249	1,060	1,085	0,896	2,131	1,760	47,75	39,44
900	1,271	1,082	1,104	0,915	2,169	1,798	48,61	40,30
1000	1,290	1,101	1,122	0,935	2,203	1,832	49,38	41,07
1100	1,306	1,117	1,138	0,949	2,234	1,363	50,09	41,78
1200	1,319	1,130	1,153	0,964	2,263	1,892	50,75	42,44
1300	1,331	1,142	1,166	0,977	2,289	1,918	51,31	43,02
1400	1,541	1,152	1,178	0,989	2,313	1,942	51,85	43,56
1500	1,350	1,161	1,189	1,000	2,335	1,964	52,34	44,05
1600	1,357	1,168	1,199	1,010	2,355	1,934	52,79	44,49
1700	1,363	1,174	1,209	1,020	2,374	2,003	53,21	44,91
1800	1,369	1,180	1,218	1,029	2,391	2,020	53,59	45,29
1900	1,374	1,185	1,226	1,037	2,407	2,036	53,95	45,65
2000	1,378	1,189	1,233	1,044	2,422	2,051	54,28	45,97
2100	1,381	1,192	1,240	1,051	2,435	2,064	54,58	46,27
2200	1,384	1,195	1,246	1,057	2,448	2,077	54,87	46,56
2300	1,386	1,197	1,253	1,064	2,460	2,069	55,23	46,82
2400	1,587	1,198	1,258	1,069	2,470	2,099	55,38	47,07
2500	1,383	1,199	1,263	1,074	2,481	2,190	55,61	47,30

Таблица П1.7

Теплоемкости метана $\text{CH}_4$ ( $\mu = 16,04$ кг/кмоль, $\rho_0 = 0,716$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 518,3$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	2,165	1,647	2,165	1,647	1,550	1,179	34,73	26,42
100	2,448	1,930	2,294	1,776	1,642	1,271	36,80	28,48
200	2,806	2,288	2,456	1,939	1,758	1,388	39,42	31,11
300	3,175	2,656	2,635	2,116	1,886	1,515	42,27	33,95
400	3,529	3,010	2,816	2,298	2,015	1,644	45,17	36,86
500	3,855	3,337	2,990	2,472	2,140	1,769	47,97	39,65
600	4,152	3,634	3,158	2,640	2,260	1,890	50,66	42,35
700	4,420	3,902	3,320	2,802	2,376	2,006	53,27	44,95
800	4,658	4,140	3,484	2,966	2,494	2,123	55,89	47,58
900	4,872	4,353	3,636	3,117	2,602	2,231	58,32	50,00
1000	5,060	4,522	3,771	3,252	2,699	2,328	60,49	52,18
1100	5,225	4,707	3,892	3,374	2,786	2,415	62,44	54,13
1200	5,366	4,848	4,000	3,481	2,862	2,492	64,16	55,85

Таблица П1.8

Теплоемкости этана $\text{C}_2\text{H}_6$ ( $\mu = 30,07$ кг/кмоль, $\rho_0 = 1,342$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 276,5$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	1,647	1,370	1,647	1,370	2,209	1,838	49,52	41,21
100	2,067	1,790	1,859	1,583	2,494	2,124	55,91	47,59
200	2,489	2,213	2,068	1,791	2,774	2,403	62,18	53,87
300	2,869	2,592	2,269	1,992	3,044	2,673	68,22	59,90
400	3,213	2,937	2,466	2,189	3,308	2,937	74,15	65,83
500	3,518	3,242	2,688	2,371	3,552	3,181	79,61	71,30
600	3,786	3,510	2,816	2,539	3,777	3,406	84,66	76,34
700	4,021	3,745	2,971	2,695	3,985	3,615	89,34	81,02
800	4,215	3,958	3,116	2,840	4,180	3,809	93,70	85,38
900	4,388	4,112	3,250	2,974	4,361	3,990	97,75	89,43
1000	4,547	4,271	3,376	3,100	4,528	4,157	101,50	93,19
1100	4,692	4,416	3,491	3,214	4,683	4,312	105,00	96,65
1200	4,823	4,546	3,597	3,320	4,824	4,453	108,10	99,83

Таблица П1.9

Теплоемкости закиси азота N <sub>2</sub> O ( $\mu = 44,02$ кг/кмоль, $\rho_0 = 1,964$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 188,9$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	0,850	0,662	0,850	0,662	1,671	1,300	37,44	29,13
100	0,950	0,761	0,902	0,715	1,772	1,401	39,70	31,39
200	1,028	0,839	0,946	0,758	1,859	1,488	41,67	33,35
300	1,093	0,904	0,985	0,796	1,934	1,565	43,36	35,05
400	1,147	0,958	1,019	0,830	2,001	1,630	44,85	36,54
500	1,192	1,004	1,049	0,860	2,060	1,689	46,18	37,86
600	1,231	1,042	1,077	0,888	2,114	1,743	47,38	39,06
700	1,263	1,074	1,101	0,912	2,162	1,791	48,46	40,14
800	1,291	1,102	1,124	0,935	2,206	1,835	49,49	41,12
900	1,315	1,126	1,143	0,954	2,245	1,874	50,32	42,00
1000	1,335	1,146	1,162	0,973	2,281	1,910	51,12	42,81
1100	1,353	1,164	1,178	0,989	2,314	1,943	51,86	43,55
1200	1,369	1,180	1,193	1,004	2,344	1,973	52,55	44,24

Таблица П1.10

Теплоемкости сернистого ангидрида SO <sub>2</sub> ( $\mu = 64,07$ кг/кмоль, $\rho_0 = 2,858$ кг/м <sup>3</sup> , $R = 129,8$ Дж/(кг · К))								
$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{кг}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{pm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{c'_{vm},}{\text{кДж}} \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_p,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\mu c_v,}{\text{кДж}} \frac{\text{кмоль}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	0,607	0,477	0,607	0,477	1,733	1,360	38,85	30,52
100	0,661	0,532	0,636	0,506	1,812	1,440	40,65	32,31
200	0,712	0,582	0,661	0,532	1,888	1,516	42,32	33,99
300	0,753	0,624	0,686	0,557	1,955	1,586	43,87	35,54
400	0,783	0,653	0,707	0,578	2,018	1,645	45,21	36,88
500	0,808	0,678	0,724	0,594	2,068	1,690	46,38	38,05
600	0,825	0,695	0,737	0,607	2,114	1,741	47,34	39,01
700	0,837	0,707	0,753	0,624	2,152	1,779	48,22	39,89
800	0,850	0,720	0,762	0,632	2,181	1,812	48,93	40,60
900	0,858	0,728	0,774	0,645	2,214	1,842	49,60	41,27
1000	0,866	0,737	0,783	0,653	2,235	1,667	50,15	41,82
1100	0,871	0,741	0,791	0,661	2,260	1,888	50,65	42,32
1200	0,875	0,745	0,795	0,666	2,277	1,905	51,07	42,74

Таблица П1.11

Теплоемкости водяного пара $H_2O$ $(\mu = 18,02 \text{ кг/кмоль}, \rho_0 = 0,804 \text{ кг/м}^3, R = 461,4 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)})$								
$t, ^\circ\text{C}$	$c_p,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c_v,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c_{pm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c_{vm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$c'_{pm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$c'_{vm},$ $\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\mu c_p,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\mu c_v,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$
0	1,859	1,398	1,859	1,398	1,494	1,124	33,49	25,18
100	2,045	1,467	2,026	1,449	1,628	1,165	36,50	25,65
200	1,977	1,488	1,929	1,441	1,551	1,158	34,76	25,95
300	2,012	1,541	1,930	1,460	1,551	1,174	34,78	26,31
400	2,072	1,603	1,955	1,488	1,571	1,196	35,22	26,80
500	2,136	1,671	1,981	1,517	1,593	1,219	35,69	27,33
600	2,201	1,740	2,009	1,547	1,615	1,244	36,19	27,87
700	2,272	1,811	2,042	1,580	1,641	1,270	36,78	28,47
800	2,344	1,863	2,075	1,614	1,668	1,297	37,36	29,07
900	2,415	1,953	2,109	1,648	1,695	1,324	38,00	29,71
1000	2,482	2,020	2,143	1,682	1,722	1,352	38,61	30,30
1100	2,545	2,084	2,177	1,715	1,750	1,380	39,22	30,91
1200	2,604	2,142	2,210	1,749	1,776	1,406	39,82	31,50
1300	2,658	2,197	2,242	1,781	1,802	1,432	40,40	32,09
1400	2,708	2,247	2,274	1,812	1,828	1,458	40,97	32,66
1500	2,755	2,293	2,304	1,843	1,852	1,432	41,52	33,21
1600	2,793	2,336	2,334	1,873	1,876	1,506	42,05	33,74
1700	1,838	2,376	2,362	1,901	1,599	1,529	42,57	34,20
1800	2,874	2,412	2,390	1,929	1,921	1,551	43,06	34,75
1900	2,907	2,445	2,416	1,955	1,942	1,572	43,53	35,22
2000	2,937	2,476	2,441	1,980	1,962	1,592	43,99	35,68
2100	2,966	2,505	2,466	2,005	1,982	1,612	44,43	36,12
2200	2,993	2,532	2,489	2,028	2,000	1,630	44,84	36,53
2300	3,017	2,556	2,512	2,050	2,018	1,648	45,25	36,94
2400	3,040	2,578	2,533	2,072	2,056	1,666	45,64	37,33
2500	3,061	2,600	2,554	2,092	2,052	1,682	46,01	37,70
2600	3,081	2,620	2,574	2,112	2,069	1,699	46,37	38,06
2700	3,100	2,639	2,593	2,132	2,084	1,714	46,72	38,41
2800	3,118	2,657	2,612	2,150	2,099	1,729	47,05	38,74
2900	3,135	2,673	2,629	2,168	2,113	1,743	47,37	39,06
3000	3,151	2,690	2,646	2,168	2,127	1,757	47,69	39,38

## Приложение 2

### Термодинамические свойства воды и водяного пара в состоянии насыщения в зависимости от температуры [20, с. 4-5]

$t_s$ , °C	$p_s$ , бар	$v'$ , м³/кг	$v''$ , м³/кг	$h'$ , кДж/кг	$h''$ , кДж/кг	$r$ , кДж/кг	$s'$ , кДж/(кг·К)	$s''$ , кДж/(кг·К)
0,01	0,0061	0,00100	206	0	2501	2501	0	9,154
5	0,0087	0,00100	147	21,0	2510	2489	0,076	9,024
10	0,0123	0,00100	106	42,0	2519	2477	0,151	8,899
15	0,0170	0,00100	78,0	63,0	2528	2465	0,224	8,781
20	0,0234	0,00100	57,8	83,9	2537	2454	0,296	8,666
25	0,0317	0,00100	43,4	104,8	2547	2442	0,367	8,557
30	0,0424	0,00100	32,9	125,7	2556	2430	0,437	8,452
35	0,0562	0,00101	25,2	146,6	2565	2418	0,505	8,352
40	0,0738	0,00101	19,6	167,5	2574	2406	0,572	8,256
45	0,0958	0,00101	15,3	188,4	2582	2394	0,638	8,164
50	0,123	0,00101	12,0	209,3	2592	2383	0,704	8,075
55	0,157	0,00101	9,58	230,2	2600	2370	0,768	7,990
60	0,199	0,00102	7,68	251,1	2609	2358	0,831	7,908
65	0,250	0,00102	6,20	272,1	2617	2345	0,893	7,830
70	0,312	0,00102	5,04	293,0	2626	2333	0,955	7,754
75	0,386	0,00103	4,13	314,0	2635	2321	1,016	7,682
80	0,474	0,00103	3,41	334,9	2643	2308	1,075	7,612
85	0,578	0,00103	2,83	355,9	2651	2295	1,134	7,544
90	0,701	0,00104	2,36	377,0	2659	2282	1,192	7,479
95	0,845	0,00104	1,98	398,0	2668	2270	1,250	7,416
100	1,013	0,00104	1,67	419,1	2676	2257	1,307	7,355
105	1,208	0,00105	1,42	440,2	2683	2243	1,363	7,269
110	1,433	0,00105	1,21	461,3	2691	2230	1,418	7,239
115	1,690	0,00106	1,04	482,5	2698	2216	1,473	7,183
120	1,985	0,00106	0,892	503,7	2706	2202	1,528	7,130
125	2,321	0,00106	0,770	525,0	2713	2188	1,581	7,078
130	2,701	0,00107	0,668	546,3	2721	2174	1,634	7,027
135	3,130	0,00107	0,582	567,5	2727	2159	1,687	6,978
140	3,614	0,00108	0,509	589,0	2734	2145	1,739	6,930
145	4,155	0,00109	0,446	610,5	2740	2130	1,791	6,884



$t_s$ , °C	$p_s$ , бар	$v'$ , м <sup>3</sup> /кг	$v''$ , м <sup>3</sup> /кг	$h'$ , кДж/кг	$h''$ , кДж/кг	$r$ , кДж/кг	$s'$ , кДж/(кг·К)	$s''$ , кДж/(кг·К)
150	4,760	0,00109	0,393	632,2	2746	2114	1,842	6,838
160	6,180	0,00109	0,307	675,5	2758	2082	1,943	6,751
170	7,920	0,00110	0,243	719,2	2769	2050	2,042	6,667
180	10,03	0,00112	0,194	763,1	2778	2015	2,140	6,586
190	12,55	0,00114	0,156	807,5	2786	1979	2,236	6,507
200	15,55	0,00116	0,127	852,4	2793	1941	2,331	6,432
210	19,08	0,00117	0,104	897,7	2798	1900	2,425	6,358
220	23,20	0,00119	0,0861	943,7	2802	1858	2,518	6,285
230	27,98	0,00121	0,0715	990,4	2803	1813	2,610	6,213
240	33,48	0,00123	0,0597	1037	2803	1766	2,702	6,142
250	39,78	0,00125	0,0501	1086	2801	1715	2,793	6,072
260	46,94	0,00128	0,0422	1135	2796	1661	2,885	6,001
270	55,05	0,00130	0,0356	1185	2790	1605	2,976	5,930
280	64,19	0,00133	0,0301	1237	2780	1543	3,068	5,857
290	74,15	0,00136	0,0255	1290	2766	1476	3,161	5,783
300	85,92	0,00140	0,0216	1345	2749	1404	3,255	5,705
310	98,70	0,00145	0,0183	1402	2727	1325	3,351	5,623
320	112,9	0,00150	0,0154	1462	2700	1238	3,450	5,535
330	128,6	0,00156	0,0130	1526	2666	1140	3,552	5,441
340	146,1	0,00164	0,0108	1595	2622	1027	3,660	5,336
350	165,4	0,00174	0,00880	1671	2565	894	3,779	5,212
360	186,7	0,00189	0,00694	1762	2481	719	3,916	5,053
370	210,5	0,00222	0,00493	1893	2331	438	4,114	4,795
374	220,9	0,00280	0,00347	2032	2147	115	4,326	4,503

*Примечание.* Параметры критического состояния:

- давление  $p_{кр} = 221,15$  бар;
- температура  $t_{кр} = 374,12$  °C;
- удельный объем  $v_{кр} = 0,003515$  м<sup>3</sup>/кг;
- удельная энтальпия  $h_{кр} = 2095$  кДж/кг;
- удельная энтропия  $s_{кр} = 4,424$  кДж/(кг·К).

## Приложение 3

### Термодинамические свойства воды и перегретого водяного пара [20, с. 5-17]

$p$ , бар	0,01 ( $t_s = 6,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ )			0,02 ( $t_s = 17,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ )			0,03 ( $t_s = 24,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ )		
$t$ , $^{\circ}\text{C}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0	0	0,001	0	0	0,001	0	0
$t_s$	0,001	29,3	0,105	0,001	73,5	0,261	0,001	101	0,355
	130	2513	8,98	67,0	2533	8,72	45,7	2545	8,58
50	150	2594	9,24	74,8	2594	8,92	49,8	2594	8,73
100	173	2688	9,51	86,3	2688	9,19	57,5	2688	9,0
150	196	2783	9,75	97,9	2783	9,43	65,2	2783	9,24
200	220	2880	9,96	109	2880	9,64	72,9	2880	9,45
250	243	2977	10,2	121	2977	9,84	80,6	2977	9,65
300	266	3077	10,3	133	3077	10,0	88,3	3077	9,83
350	290	3177	10,5	144	3177	10,2	96,0	3177	10,0
400	313	3280	10,6	156	3280	10,3	104	3280	10,2
450	336	3384	10,8	167	3384	10,5	111	3384	10,3
500	359	3490	11,0	179	3490	10,6	119	3490	10,4
550	382	3598	11,1	190	3598	10,8	127	3598	10,6
600	406	3707	11,2	202	3707	10,9	134	3707	10,7
650	429	3818	11,3	214	3818	11,0	142	3818	10,8
700	452	3931	11,5	225	3931	11,1	150	3931	11,0

$p$ , бар	0,04 ( $t_s = 29,0\text{ °C}$ )			0,05 ( $t_s = 32,8\text{ °C}$ )			0,06 ( $t_s = 36,2\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0	0	0,001	0	0	0,001	0	0
$t_s$	0,001	121	0,422	0,001	138	0,521	0,001	151	0,521
	34,8	2554	8,47	28,2	2561	8,39	23,7	2567	8,33
50	37,3	2593	8,60	29,8	2593	8,49	24,8	2593	8,41
100	43,1	2688	8,87	34,4	2688	8,76	28,7	2688	8,68
150	48,8	2783	9,10	39,1	2783	9,00	32,5	2783	8,92
200	54,6	2880	9,32	43,7	2880	9,22	36,4	2880	9,13
250	60,4	2977	9,52	48,3	2977	9,41	40,2	2977	9,33
300	66,2	3077	9,70	52,9	3077	9,60	44,1	3077	9,51
350	72,0	3177	9,87	57,5	3177	9,76	47,9	3177	9,68
400	77,7	3280	10,0	62,2	3280	9,92	51,8	3280	9,84
450	83,5	3384	10,1	66,8	3384	10,1	55,6	3384	9,99
500	89,3	3490	10,3	71,4	3490	10,2	59,5	3490	10,1
550	95,1	3598	10,5	76,0	3598	10,4	63,3	3598	10,3
600	101	3707	10,6	80,6	3707	10,5	67,2	3707	10,4
650	107	3818	10,7	85,3	3818	10,6	71,0	3818	10,5
700	112	3931	10,8	89,9	3931	10,7	74,9	3931	10,6

$p$ , бар	0,08 ( $t_s = 41,5\text{ °C}$ )			0,1 ( $t_s = 45,8\text{ °C}$ )			0,12 ( $t_s = 49,5\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0	0	0,001	0	0	0,001	0	0
$t_s$	0,001	174	0,593	0,001	192	0,649	0,001	207	0,697
	18,1	2576	8,23	14,7	2584	8,15	12,4	2591	8,09
50	18,61	2593	8,27	15,0	2592	8,17	12,4	2592	8,09
100	21,5	2688	8,55	17,2	2688	8,44	14,3	2687	8,36
150	24,4	2783	8,79	19,5	2783	8,68	16,3	2783	8,60
200	27,3	2880	9,00	21,8	2879	8,90	18,2	2879	8,81
250	30,2	2977	9,20	24,1	2977	9,13	20,1	2977	9,01
300	33,1	3077	9,37	26,5	3077	9,27	22,0	3077	9,19
350	35,9	3177	9,55	28,8	3177	9,44	24,0	3177	9,36
400	38,8	3280	9,70	31,1	3280	9,60	25,9	3280	9,52
450	41,7	3384	9,85	33,4	3384	9,75	27,8	3384	9,67
500	44,6	3490	10,0	35,7	3490	9,90	27,7	3490	9,81
550	47,5	3598	10,1	38,0	3598	10,0	31,7	3598	9,95
600	50,4	3707	10,3	40,3	3707	10,2	33,6	3707	10,1
650	53,3	3818	10,4	42,6	3818	10,3	35,5	3818	10,2
700	56,2	3931	10,5	44,9	3931	10,4	37,4	3931	10,3

$p$ , бар	0,14 ( $t_s = 52,6\text{ °C}$ )			0,16 ( $t_s = 60,1\text{ °C}$ )			0,18 ( $t_s = 75,9\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0	0	0,001	0	0	0,001	0	0
50	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703
$t_s$	0,001	207	0,697	0,001	232	0,772	0,001	242	0,804
	12,4	2591	8,09	9,42	2601	7,98	8,44	2605	7,94
100	12,3	2687	8,29	10,7	2687	8,22	9,54	2687	8,17
150	13,9	2782	8,53	12,2	2782	8,46	10,8	2782	8,41
200	15,6	2879	8,74	13,6	2879	8,68	12,1	2879	8,63
250	17,2	2977	8,94	15,1	2977	8,88	13,4	2976	8,82
300	18,9	3077	9,12	16,5	3077	9,06	14,7	3077	9,00
350	20,5	3177	9,29	18,0	3177	9,23	16,0	3177	9,17
400	22,2	3280	9,45	19,4	3280	9,38	17,3	3280	9,33
450	23,8	3384	9,60	20,8	3384	9,53	18,5	3384	9,48
500	25,5	3490	9,74	22,3	3490	9,68	19,8	3490	9,62
550	27,1	3598	9,88	23,7	3598	9,82	21,1	3598	9,76
600	28,8	3707	10,0	25,2	3707	9,94	22,4	3707	9,89
650	30,4	3818	10,1	26,6	3818	10,1	23,7	3818	10,0
700	32,1	3931	10,3	28,1	3931	10,2	25,0	3931	10,1

$p$ , бар	0,2 ( $t_s = 60,1\text{ °C}$ )			0,24 ( $t_s = 64,1\text{ °C}$ )			0,28 ( $t_s = 67,6\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0	0	0,001	0	0	0,001	0	0
50	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703
$t_s$	0,001	251	0,832	0,001	2680	0,882	0,001	283	0,925
	7,65	2609	7,91	6,45	2616	7,84	5,58	2623	7,79
100	8,58	2687	8,12	7,15	2686	8,04	6,12	2686	7,96
150	9,74	2782	8,36	8,12	2782	8,28	6,95	2782	8,21
200	10,9	2879	8,58	9,08	2879	8,49	7,78	2878	8,42
250	12,1	2976	8,77	10,1	2976	8,69	8,61	2976	8,62
300	13,2	3077	8,95	11,0	3076	8,87	9,44	3076	8,80
350	14,4	3177	9,12	12,0	3177	9,04	10,3	3177	8,99
400	15,5	3280	9,28	12,9	3280	9,20	11,1	3280	9,13
450	16,7	3384	9,43	13,9	3384	9,35	11,9	3384	9,28
500	17,8	3490	9,58	14,9	3490	9,49	12,7	3490	9,42
550	19,0	3598	9,71	15,8	3598	9,63	13,6	3598	9,56
600	20,2	3707	9,84	16,8	3707	9,76	14,4	3707	9,69
650	21,3	3818	9,97	17,8	3818	9,88	15,2	3818	9,81
700	22,5	3931	10,1	18,7	3931	10,0	16,0	3931	9,92

$p$ , бар	0,32 ( $t_s = 70,6^\circ\text{C}$ )			0,36 ( $t_s = 73,4^\circ\text{C}$ )			0,4 ( $t_s = 75,9^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0	0	0,001	0	0	0,001	0	0
50	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703
$t_s$	0,001	296	0,963	0,001	307	0,996	0,001	318	1,03
	4,92	2627	7,75	4,41	2632	7,71	3,99	2636	7,67
100	5,35	2685	7,90	4,76	2685	7,85	4,28	2684	7,80
150	6,08	2871	8,14	5,41	2781	8,09	4,87	2781	8,04
200	6,81	2878	8,36	6,05	2878	8,30	5,45	2878	8,26
250	7,53	2976	8,56	6,70	2976	8,50	6,03	2976	8,45
300	8,26	3076	8,74	7,34	3076	8,68	6,61	3076	8,64
350	8,98	3177	8,91	7,98	3177	8,85	7,19	3177	8,80
400	9,70	3280	9,06	8,62	3279	9,01	7,77	3279	8,96
450	10,4	3384	9,21	9,27	3383	9,16	8,34	3383	9,11
500	11,1	3490	9,36	9,91	3490	9,30	8,92	3490	9,26
550	11,7	3597	9,50	10,6	3597	9,44	9,50	3597	9,39
600	12,6	3707	9,63	11,2	3707	9,57	10,1	3707	9,52
650	13,3	3818	9,75	11,8	3818	9,70	10,7	3818	9,65
700	14,0	3930	9,87	12,5	3930	9,81	11,2	3931	9,77

$p$ , бар	0,6 ( $t_s = 86,0^\circ\text{C}$ )			0,8 ( $t_s = 93,5^\circ\text{C}$ )			1,0 ( $t_s = 99,6^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0	0	0,001	0	0	0,001	0	0
50	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703
$t_s$	0,001	360	1,14	0,001	392	1,23	0,001	417	1,31
	2,73	2653	7,53	2,09	2665	7,43	1,69	2675	7,36
100	2,85	2681	7,60	2,13	2679	7,47	1,70	2676	7,36
150	3,24	2780	7,85	2,42	2778	7,72	1,94	2778	7,61
200	3,63	2877	8,07	2,72	2876	7,93	2,12	2875	7,83
250	4,02	2975	8,26	3,01	2974	8,13	2,40	2974	8,03
300	4,40	3075	8,45	3,30	3075	8,31	2,64	3074	8,21
350	4,79	3176	8,62	3,59	3176	8,48	2,87	3175	8,38
400	5,18	3279	8,77	3,88	3279	8,64	3,10	3278	8,54
450	5,56	3383	8,92	4,17	3383	8,79	3,33	3382	8,69
500	5,95	3489	9,07	4,46	3489	8,93	3,56	3488	8,83
550	6,33	3597	9,20	4,75	3597	9,07	3,80	3596	8,97
600	6,71	3707	9,34	5,04	3707	9,20	4,03	3706	9,10
650	7,01	3818	9,46	5,32	3818	9,33	4,26	3817	9,22
700	7,48	3930	9,58	5,61	3930	9,45	4,49	3929	9,34

$p$ , бар	1,2 ( $t_s = 104,8^\circ\text{C}$ )			1,5 ( $t_s = 111,4^\circ\text{C}$ )			2,0 ( $t_s = 120,2^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0,1	0	0,001	0,1	0	0,001	0,1	0
50	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703	0,001	209	0,703
100	0,001	419	1,307	0,001	419	1,307	0,001	419	1,307
$t_s$	0,001	439	1,36	0,001	467	1,43	0,0011	505	1,53
	1,43	2683	7,30	1,16	2693	7,22	0,885	2707	7,13
150	1,61	2775	7,52	1,29	2773	7,42	0,960	2769	7,28
200	1,81	2874	7,74	1,44	2872	7,64	1,08	2870	7,50
250	2,00	2973	7,94	1,60	2972	7,84	1,20	2970	7,70
300	2,20	3073	8,13	1,76	3072	8,02	1,32	3071	7,89
350	2,39	3174	8,30	1,91	3174	8,19	1,43	3173	8,06
400	2,58	3278	8,46	2,07	3277	8,35	1,55	3276	8,22
450	2,78	3382	8,61	2,22	3381	8,50	1,66	3381	8,37
500	2,97	3488	8,75	2,38	3488	8,64	1,78	3487	8,51
550	3,16	3596	8,89	2,53	3596	8,78	1,90	3595	8,65
600	3,36	3705	9,01	2,68	3705	8,91	2,01	3705	8,78
650	3,55	3816	9,14	2,84	3816	9,03	2,13	3816	8,90
700	3,74	3928	9,26	2,99	3928	9,16	2,24	3928	9,02

$p$ , бар	2,5 ( $t_s = 127,4^\circ\text{C}$ )			3,0 ( $t_s = 133,5^\circ\text{C}$ )			4,0 ( $t_s = 143,6^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,001	0,2	0	0,001	0,3	0	0,001	0,5	0
50	0,001	209	0,703	0,001	210	0,703	0,001	210	0,703
100	0,001	419	1,307	0,001	419	1,307	0,001	419	1,306
$t_s$	0,001	535	1,61	0,0011	561	1,67	0,0011	605	1,78
	0,718	2717	7,05	0,606	2725	6,99	0,462	2738	6,90
150	0,765	2766	7,17	0,634	2762	7,08	0,471	2754	6,93
200	0,862	2867	7,40	0,716	2864	7,31	0,534	2859	7,17
250	0,957	2968	7,60	0,796	2966	7,51	0,595	2962	7,37
300	1,05	3069	7,78	0,875	3068	7,70	0,655	3065	7,56
350	1,14	3172	7,95	0,953	3171	7,87	0,714	3169	7,73
400	1,24	3276	8,12	1,03	3275	8,03	0,772	3273	7,90
450	1,33	3381	8,27	1,11	3380	8,18	0,831	3379	8,05
500	1,42	3487	8,41	1,19	3486	8,32	0,889	3485	8,19
550	1,52	3594	8,55	1,26	3594	8,46	0,947	3593	8,33
600	1,59	3704	8,67	1,34	3704	8,59	1,00	3703	8,45
650	1,70	3815	8,80	1,42	3815	8,72	1,06	3814	8,58
700	1,80	3927	8,92	1,50	3928	8,83	1,12	3926	8,70

$p$ , бар	$5,0 (t_s = 151,8^\circ\text{C})$			$6,0 (t_s = 158,8^\circ\text{C})$			$8,0 (t_s = 170,4^\circ\text{C})$		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	0,6	0	0,0010	0,7	0	0,0010	0,9	0
50	0,0010	210	0,703	0,0010	210	0,703	0,0010	210	0,703
100	0,0010	419	1,306	0,0010	419	1,306	0,0010	419	1,306
150	0,0011	632	1,840	0,0011	632	1,840	0,0011	632	1,840
$t_s$	0,0011	640	1,86	0,0011	670	1,93	0,0011	721	2,05
	0,375	2749	6,82	0,316	2757	6,76	0,240	2769	6,66
200	0,425	2854	7,06	0,352	2849	6,96	0,261	2839	6,81
250	0,474	2958	7,26	0,394	2954	7,18	0,293	2947	7,03
300	0,522	3062	7,45	0,434	3059	7,37	0,324	3054	7,23
350	0,570	3167	7,63	0,474	3164	7,54	0,354	3160	7,40
400	0,617	3272	7,79	0,514	3270	7,70	0,384	3267	7,57
450	0,664	3377	7,94	0,553	3376	7,86	0,414	3373	7,72
500	0,711	3484	8,09	0,592	3483	8,00	0,443	3481	7,86
550	0,758	3592	8,22	0,630	3592	8,14	0,472	3590	8,00
600	0,804	3702	8,35	0,670	3701	8,27	0,502	3699	8,13
650	0,851	3813	8,49	0,709	3812	8,39	0,531	3810	8,26
700	0,897	3925	8,60	0,747	3925	8,51	0,560	3924	8,38

$p$ , бар	$10,0 (t_s = 179,9^\circ\text{C})$			$12,0 (t_s = 188,0^\circ\text{C})$			$15,0 (t_s = 198,3^\circ\text{C})$		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0	1,1	0	0	1,3	0	0,0010	1,6	0
50	0,0010	210	0,703	0,0010	210	0,702	0,0010	210	0,702
100	0,0010	419	1,306	0,0010	419	1,306	0,0010	420	1,305
150	0,0011	632	1,840	0,0011	632	1,839	0,0011	632	1,839
$t_s$	0,0011	763	2,14	0,0011	798	2,22	0,0012	845	2,31
	0,195	2778	6,59	0,163	2785	6,52	0,132	2792	6,44
200	0,206	2827	6,69	0,169	2816	6,59	0,132	2796	6,46
250	0,233	2940	6,92	0,192	2933	6,82	0,152	2921	6,70
300	0,258	3048	7,12	0,214	3042	7,02	0,170	3033	6,91
350	0,282	3156	7,30	0,234	3151	7,21	0,186	3145	7,10
400	0,306	3263	7,46	0,255	3260	7,37	0,203	3255	7,26
450	0,330	3370	7,62	0,275	3368	7,53	0,219	3364	7,42
500	0,354	3479	7,76	0,294	3477	7,67	0,235	3473	7,57
550	0,378	3588	7,90	0,314	3586	7,81	0,251	3583	7,71
600	0,401	3698	8,03	0,334	3696	7,94	0,267	3694	7,84
650	0,425	3809	8,16	0,353	3808	8,07	0,282	3805	7,97
700	0,448	3923	8,28	0,373	3921	8,19	0,298	3920	8,09

$p$ , бар	18,0 ( $t_s = 207,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ )			20,0 ( $t_s = 212,4\text{ }^{\circ}\text{C}$ )			22,0 ( $t_s = 217,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ )		
$t$ , $^{\circ}\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	1,9	0	0,0010	2,1	0	0,0010	2,3	0
50	0,0010	211	0,702	0,0010	211	0,702	0,0010	211	0,702
100	0,0010	420	1,305	0,0010	420	1,305	0,0010	420	1,305
150	0,0011	633	1,839	0,0011	633	1,838	0,0011	633	1,838
200	0,0012	852	2,329	0,0012	852	2,328	0,0012	852	2,328
$t_s$	0,0012	884	2,40	0,0012	908	2,45	0,012	931	2,49
	0,1100	2769	6,38	0,100	2799	6,34	0,0907	2801	6,30
250	0,125	2908	6,60	0,111	2900	6,54	0,100	2891	6,48
300	0,140	3025	6,81	0,126	3019	6,76	0,113	3013	6,70
350	0,154	3138	7,00	0,138	3134	6,95	0,125	3129	6,90
400	0,168	3249	7,18	0,151	3246	7,12	0,137	3243	7,08
450	0,182	3360	7,33	0,163	3357	7,28	0,148	3354	7,24
500	0,195	3470	7,48	0,176	3468	7,43	0,159	3465	7,38
550	0,209	3580	7,62	0,188	3578	7,57	0,170	3576	7,52
600	0,222	3691	7,75	0,200	3690	7,70	0,181	3688	7,66
650	0,235	3803	7,88	0,212	3802	7,83	0,192	3801	7,78
700	0,248	3917	7,99	0,223	3917	7,95	0,203	3915	7,90

$p$ , бар	25,0 ( $t_s = 223,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ )			30,0 ( $t_s = 233,8\text{ }^{\circ}\text{C}$ )			35,0 ( $t_s = 242,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ )		
$t$ , $^{\circ}\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	2,6	0	0,0010	3,1	0	0,0010	3,7	0
50	0,0010	211	0,702	0,0010	212	0,702	0,0010	212	0,702
100	0,0010	420	1,304	0,0010	421	1,304	0,0010	421	1,303
150	0,0011	633	1,838	0,0011	633	1,837	0,0011	634	1,837
200	0,0012	852	2,327	0,0012	853	2,326	0,0012	853	2,325
$t_s$	0,0012	962	2,55	0,0012	1008	2,65	0,0012	1050	2,72
	0,0799	2802	6,26	0,0666	2804	6,19	0,0570	2803	6,12
250	0,0871	2878	6,40	0,0707	2853	6,28	0,0588	2828	6,17
300	0,0989	3004	6,64	0,0812	2988	6,53	0,0685	2972	6,44
350	0,110	3123	6,83	0,0905	3111	6,74	0,0767	3100	6,65
400	0,120	3238	7,01	0,0993	3229	7,01	0,0863	3220	6,84
450	0,130	3350	7,17	0,108	3343	7,08	0,0919	3336	7,00
500	0,140	3462	7,32	0,116	3456	7,23	0,0991	3451	7,16
550	0,150	3574	7,46	0,124	3569	7,38	0,106	3564	7,30
600	0,159	3686	7,59	0,132	3682	7,51	0,113	3678	7,43
650	0,169	3799	7,72	0,141	3796	7,64	0,120	3793	7,56
700	0,178	3914	7,85	0,148	3911	7,76	0,127	3908	7,69



$p$ , бар	40,0 ( $t_s = 250,3^\circ\text{C}$ )			45,0 ( $t_s = 257,4^\circ\text{C}$ )			50,0 ( $t_s = 263,9^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	4,2	0	0,0010	4,7	0	0,0010	5,2	0
50	0,0010	213	0,70	0,0010	213	0,701	0,0010	214	0,700
100	0,0010	422	1,30	0,0010	422	1,302	0,0010	423	1,302
150	0,0011	634	1,84	0,0011	634	1,836	0,0011	635	1,835
200	0,0012	853	2,32	0,0012	853	2,323	0,0012	854	2,322
250	0,0012	1086	2,79	0,0012	1086	2,790	0,0012	1086	2,789
$t_s$	0,0013	1088	2,80	0,0013	1122	2,86	0,0013	1154	2,92
	0,0498	2801	6,07	0,0440	2798	6,02	0,0394	2794	5,97
300	0,0589	2955	6,35	0,0544	2938	6,27	0,0454	2920	6,20
350	0,0604	3087	6,57	0,0584	3075	6,50	0,0520	3063	6,44
400	0,0734	3211	6,76	0,0647	3202	6,70	0,0578	3193	6,64
450	0,0800	3329	6,93	0,0707	3322	6,87	0,0633	3315	6,82
500	0,0864	3445	7,09	0,0765	3439	7,03	0,0686	3433	6,97
550	0,0927	3560	7,23	0,0822	3555	7,17	0,0737	3550	7,12
600	0,0988	3674	7,37	0,0877	3670	7,31	0,0787	3666	7,26
650	0,1049	3789	7,49	0,0931	3785	7,44	0,0836	3782	7,39
700	0,1110	3905	7,62	0,0984	3902	7,56	0,0884	3899	7,51

$p$ , бар	55,0 ( $t_s = 269,9^\circ\text{C}$ )			60,0 ( $t_s = 275,6^\circ\text{C}$ )			65,0 ( $t_s = 280,8^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	5,7	0	0,0010	6,2	0	0,0010	6,7	0
50	0,0010	214	0,700	0,0010	214	0,700	0,0010	215	0,700
100	0,0010	423	1,302	0,0010	423	1,301	0,0010	424	1,301
150	0,0011	635	1,835	0,0011	635	1,834	0,0011	636	1,830
200	0,0012	854	2,321	0,0012	854	2,320	0,0012	854	2,320
250	0,0012	1086	2,787	0,0012	1086	2,786	0,0012	1086	2,784
$t_s$	0,0013	1185	2,98	0,0013	1214	3,03	0,0013	1241	3,08
	0,0356	2790	5,93	0,0324	2785	5,89	0,0297	2778	5,85
300	0,0404	2900	6,13	0,0362	2880	6,06	0,0326	2859	5,99
350	0,0467	3050	6,38	0,0423	3039	6,33	0,0385	3026	6,27
400	0,0521	3183	6,59	0,0474	3174	6,54	0,0434	3165	6,49
450	0,0572	3307	6,76	0,0522	3299	6,72	0,0480	3292	6,67
500	0,0621	3428	6,92	0,0567	3421	6,88	0,0521	3416	6,83
550	0,0668	3545	7,07	0,0610	3540	7,03	0,0562	3535	6,98
600	0,0714	3662	7,23	0,0652	3658	7,16	0,0562	3535	7,13
650	0,0759	3779	7,34	0,0694	3775	7,30	0,0639	3771	7,26
700	0,0804	3898	7,47	0,0735	3893	7,42	0,0678	3889	7,39

$p$ , бар	70,0 ( $t_s = 285,8^\circ\text{C}$ )			75,0 ( $t_s = 290,5^\circ\text{C}$ )			80,0 ( $t_s = 295,0^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	7,2	0	0,0010	7,7	0	0,0010	8,2	0
50	0,0010	215	0,70	0,0010	216	0,70	0,0010	216	0,70
100	0,0010	424	1,30	0,0010	424	1,30	0,0010	425	1,30
150	0,0011	636	1,83	0,0011	636	1,83	0,0011	637	1,83
200	0,0012	854	2,32	0,0012	855	2,32	0,0012	855	2,32
250	0,0012	1086	2,78	0,0012	1086	2,78	0,0012	1086	2,78
$t_s$	0,0014	1267	3,12	0,0014	1293	3,17	0,0014	1317	3,21
	0,0274	2772	5,18	0,0253	2766	5,78	0,0235	2758	5,74
300	0,0255	2835	5,92	0,0277	2810	5,85	0,0243	2784	5,79
350	0,0353	3012	6,22	0,0325	2998	6,17	0,0300	2985	6,13
400	0,0400	3155	6,44	0,0369	3145	6,40	0,0344	3135	6,36
450	0,0442	3285	6,63	0,0410	3278	6,59	0,0382	3270	6,55
500	0,0482	3409	6,80	0,0448	3403	6,76	0,0438	3397	6,72
550	0,0520	3530	6,95	0,0485	3525	6,91	0,0452	3520	6,88
600	0,0573	3651	7,10	0,0518	3645	7,05	0,0484	3640	7,02
650	0,0592	3768	7,22	0,0552	3766	7,19	0,0516	3760	7,16
700	0,0628	3887	7,35	0,0586	3885	7,31	0,0548	3881	7,28

$p$ , бар	85,0 ( $t_s = 299,2^\circ\text{C}$ )			90,0 ( $t_s = 303,3^\circ\text{C}$ )			95,0 ( $t_s = 307,2^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	8,7	0	0,0010	9,2	0	0,0010	9,7	0
50	0,0010	217	0,70	0,0010	217	0,70	0,0010	218	0,70
100	0,0010	425	1,30	0,0010	426	1,30	0,0010	426	1,30
150	0,0011	637	1,83	0,0011	637	1,83	0,0011	638	1,83
200	0,0012	855	2,32	0,0012	856	2,32	0,0012	856	2,32
250	0,0012	1086	2,78	0,0012	1086	2,78	0,0012	1086	2,78
300				0,0014	1344	3,25	0,0014	1344	3,25
$t_s$	0,0219	2751	5,71	0,0014	1364	3,29	0,0014	1386	3,32
	0,0220	2764	5,72	0,0205	2743	5,68	0,0192	2734	5,65
300	0,0014	1347	3,25						
350	0,0278	2970	6,08	0,0259	2954	6,03	0,0241	2938	5,99
400	0,0320	3124	6,32	0,0300	3114	6,28	0,0282	3104	6,24
450	0,0357	3262	6,52	0,0335	3254	6,48	0,0316	3246	6,44
500	0,0391	3392	6,69	0,0368	3386	6,66	0,0347	3379	6,62
550	0,0423	3515	6,84	0,0399	3510	6,81	0,0376	3505	6,78
600	0,0459	3637	7,00	0,0428	3631	6,96	0,0405	3626	6,92
650	0,0485	3759	7,13	0,0458	3755	7,09	0,0433	3752	7,07
700	0,0515	3879	7,23	0,0486	3876	7,22	0,0460	3873	7,20

$p$ , бар	100 ( $t_s = 311,0\text{ °C}$ )			105 ( $t_s = 314,6\text{ °C}$ )			110 ( $t_s = 318,0\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	10,2	0	0,0010	10,7	0	0,0010	11,2	0
50	0,0010	218	0,70	0,0010	218	0,70	0,0010	219	0,70
100	0,0010	426	1,30	0,0010	427	1,30	0,0010	427	1,30
150	0,0011	638	1,83	0,0011	638	1,83	0,0011	639	1,83
200	0,0011	856	2,31	0,0011	856	2,31	0,0011	856	2,31
250	0,0012	1086	2,78	0,0012	1086	2,78	0,0012	1086	2,77
300	0,0014	1342	3,24	0,0014	1342	3,24	0,0014	1341	3,24
$t_s$	0,0015	1408	3,36	0,0015	1429	3,40	0,0015	1450	3,43
	0,0180	2725	5,62	0,0170	2715	5,58	0,0160	2705	5,55
350	0,0225	2920	5,94	0,0210	2902	5,90	0,0197	2884	5,85
400	0,0265	3093	6,21	0,0250	3082	6,17	0,0236	3071	6,14
450	0,0298	3239	6,42	0,0282	3231	6,38	0,0267	3222	6,36
500	0,0328	3372	6,60	0,0311	3366	6,57	0,0295	3360	6,54
550	0,0357	3499	6,76	0,0338	3493	6,73	0,0322	3488	6,70
600	0,0384	3621	6,90	0,0364	3617	6,88	0,0347	3612	6,85
650	0,0410	3744	7,04	0,0389	3740	7,01	0,0371	3736	6,99
700	0,0435	3867	7,17	0,0414	3863	7,14	0,0395	3860	7,12

$p$ , бар	115 ( $t_s = 321,4\text{ °C}$ )			120 ( $t_s = 324,6\text{ °C}$ )			130 ( $t_s = 330,8\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	11,7	0	0,0010	12,2	0	0,0010	13,2	0
50	0,0010	219	0,70	0,0010	220	0,70	0,0010	221	0,70
100	0,0010	428	1,30	0,0010	428	1,30	0,0010	429	1,30
150	0,0011	639	1,83	0,0011	639	1,83	0,0011	640	1,83
200	0,0011	857	2,31	0,0011	857	2,31	0,0011	857	2,31
250	0,0012	1086	2,77	0,0012	1086	2,77	0,0012	1086	2,77
300	0,0014	1341	3,24	0,0014	1340	3,24	0,0014	1339	3,23
$t_s$	0,0015	1470	3,46	0,0015	1491	3,50	0,0016	1532	3,56
	0,0150	2695	5,52	0,0143	2685	5,49	0,0128	2662	5,43
350	0,0184	2864	5,80	0,0173	2844	5,76	0,0151	2799	5,66
400	0,0223	3060	6,10	0,0211	3049	6,07	0,0190	3026	6,01
450	0,0254	3214	6,33	0,0241	3206	6,30	0,0220	3189	6,24
500	0,0281	3353	6,51	0,0268	3347	6,49	0,0245	3334	6,44
550	0,0307	3483	6,68	0,0293	3478	6,65	0,0268	3467	6,61
600	0,0326	3608	6,83	0,0312	3603	6,80	0,0290	3594	6,76
650	0,0355	3732	6,97	0,0339	3728	6,94	0,0311	3721	6,90
700	0,0377	3856	7,09	0,0361	3853	7,08	0,0332	3847	7,03

$p$ , бар	140 ( $t_s = 336,6\text{ °C}$ )			150 ( $t_s = 342,1\text{ °C}$ )			160 ( $t_s = 347,3\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	14,2	0	0,0010	15,2	0	0,0010	16,2	0
50	0,0010	221	0,70	0,0010	222	0,70	0,0010	223	0,70
100	0,0010	430	1,30	0,0010	430	1,29	0,0010	431	1,29
150	0,0011	641	1,83	0,0011	641	1,82	0,0011	642	1,82
200	0,0011	858	2,31	0,0011	858	2,31	0,0011	859	2,30
250	0,0012	1086	2,77	0,0012	1086	2,76	0,0012	1086	2,76
300	0,0014	1338	3,23	0,0014	1337	3,22	0,0014	1336	3,22
$t_s$	0,0016	1571	3,62	0,0017	1610	3,68	0,0017	1650	3,75
	0,0015	2638	5,37	0,0104	2611	5,31	0,0093	2582	5,25
350	0,0132	2750	5,56	0,0115	2690	5,44	0,0098	2612	5,30
400	0,0173	3000	5,94	0,0157	2973	5,88	0,0143	2945	5,82
450	0,0201	3172	6,19	0,0185	3155	6,14	0,0170	3137	6,09
500	0,0225	3321	6,39	0,0208	3308	6,35	0,0193	3294	6,30
550	0,0247	3456	6,56	0,0229	3445	6,52	0,0213	3434	6,48
600	0,0268	3585	6,72	0,0249	3576	6,68	0,0213	3565	6,64
650	0,0288	3713	6,86	0,0268	3706	6,82	0,0250	3698	6,79
700	0,0307	3841	6,99	0,0286	3835	6,96	0,0267	3829	6,92

$p$ , бар	170 ( $t_s = 352,3\text{ °C}$ )			180 ( $t_s = 357,0\text{ °C}$ )			190 ( $t_s = 361,4\text{ °C}$ )		
$t$ , °C	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$v$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	17,2	0	0,0010	18,2	0	0,0010	19,2	0
50	0,0010	224	0,69	0,0010	225	0,69	0,0010	226	0,69
100	0,0010	432	1,29	0,0010	433	1,29	0,0010	433	1,29
150	0,0011	643	1,82	0,0011	643	1,82	0,0011	644	1,82
200	0,0011	859	2,30	0,0011	860	2,30	0,0011	860	2,30
250	0,0012	1086	2,76	0,0012	1086	2,76	0,0012	1086	2,76
300	0,0014	1335	3,21	0,0014	1335	3,21	0,0014	1334	3,21
350	0,0017	1668	3,77	0,0017	1657	3,75	0,0017	1650	3,74
$t_s$	0,0018	1690	3,81	0,0018	1732	3,87	0,0019	1777	3,94
	0,0084	2548	5,18	0,0075	2510	5,11	0,0067	2465	5,02
400	0,0130	2915	5,75	0,0120	2884	5,69	0,0109	2851	5,62
450	0,0158	3118	6,04	0,0147	3100	6,00	0,0136	3080	5,95
500	0,0180	3281	6,26	0,0168	3267	6,22	0,0157	3253	6,18
550	0,0199	3423	6,44	0,0187	3412	6,41	0,0176	3401	6,37
600	0,0217	3558	6,60	0,0204	3549	6,57	0,0192	3540	6,54
650	0,0234	3691	6,75	0,0220	3683	6,72	0,0208	3675	6,69
700	0,0251	3822	6,89	0,0236	3815	6,86	0,0223	3809	6,83

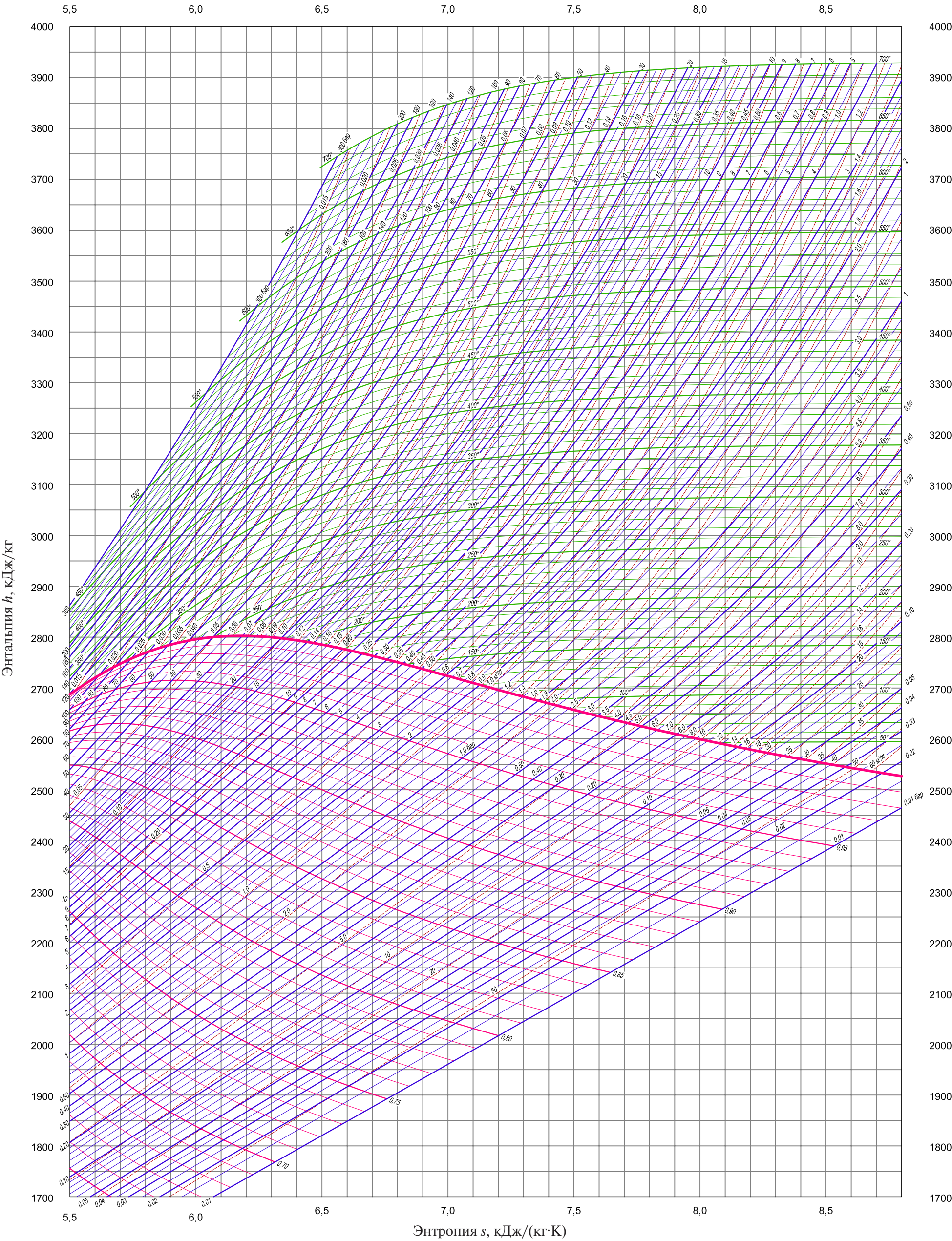
$p$ , бар	200 ( $t_s = 365,8^\circ\text{C}$ )			210 ( $t_s = 369,8^\circ\text{C}$ )			220 ( $t_s = 373,7^\circ\text{C}$ )		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	20,0	0	0,0010	21,0	0	0,0010	22,0	0
50	0,0010	227	0,69	0,0010	227	0,69	0,0010	228	0,70
100	0,0010	434	1,29	0,0010	435	1,29	0,0010	436	1,29
150	0,0011	645	1,82	0,0011	645	1,82	0,0011	646	1,82
200	0,0011	860	2,30	0,0011	861	2,30	0,0011	861	2,30
250	0,0012	1087	2,76	0,0012	1087	2,76	0,0012	1087	2,75
300	0,0014	1334	3,21	0,0014	1334	3,20	0,0014	1333	3,20
350	0,0017	1644	3,73	0,0016	1641	3,72	0,0016	1636	3,71
$t_s$	0,0020	1827	4,02	0,0022	1889	4,11	0,0028	2022	4,31
	0,0059	2411	4,93	0,0050	2338	4,81	0,0036	2169	4,54
400	0,0100	2817	5,55	0,0091	2778	5,48	0,0083	2734	5,41
450	0,0127	3062	5,90	0,0119	3041	5,86	0,0111	3019	5,81
500	0,0148	3241	6,14	0,0139	3227	6,11	0,0131	3212	6,07
550	0,0166	3396	6,34	0,0157	3385	6,31	0,0148	3374	6,27
600	0,0182	3539	6,51	0,0172	3530	6,48	0,0164	3521	6,45
650	0,0197	3667	6,66	0,0187	3660	6,63	0,0177	3653	6,61
700	0,0211	3803	6,80	0,0200	3796	6,77	0,0191	3789	6,75

$p$ , бар	230			240			250		
$t$ , $^\circ\text{C}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu$ , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	$h$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$s$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$
0	0,0010	23,0	0	0,0010	24,0	0	0,0010	25,0	0
50	0,0010	229	0,69	0,0010	230	0,69	0,0010	231	0,69
100	0,0010	436	1,29	0,0010	437	1,29	0,0010	438	1,29
150	0,0011	646	1,82	0,0011	647	1,82	0,0011	648	1,82
200	0,0011	862	2,30	0,0011	862	2,30	0,0011	863	2,30
250	0,0012	1087	2,75	0,0012	1087	2,75	0,0012	1087	2,75
300	0,0014	1332	3,20	0,0013	1331	3,19	0,0013	1331	3,19
350	0,0016	1629	3,70	0,0016	1625	3,69	0,0016	1621	3,68
400	0,0075	2690	5,32	0,0067	2638	5,24	0,0060	2579	5,14
450	0,0104	2994	5,77	0,0098	2971	5,72	0,0092	2947	5,68
500	0,0124	3191	6,03	0,0118	3174	6,00	0,0111	3157	5,96
550	0,0141	3355	6,24	0,0134	3343	6,21	0,0127	3331	6,18
600	0,016	3502	6,42	0,0148	3493	6,39	0,0141	3483	6,36
650	0,0169	3645	6,58	0,0161	3637	6,55	0,0154	3629	6,52
700	0,0182	3789	6,72	0,0174	3776	6,69	0,0166	3770	6,76





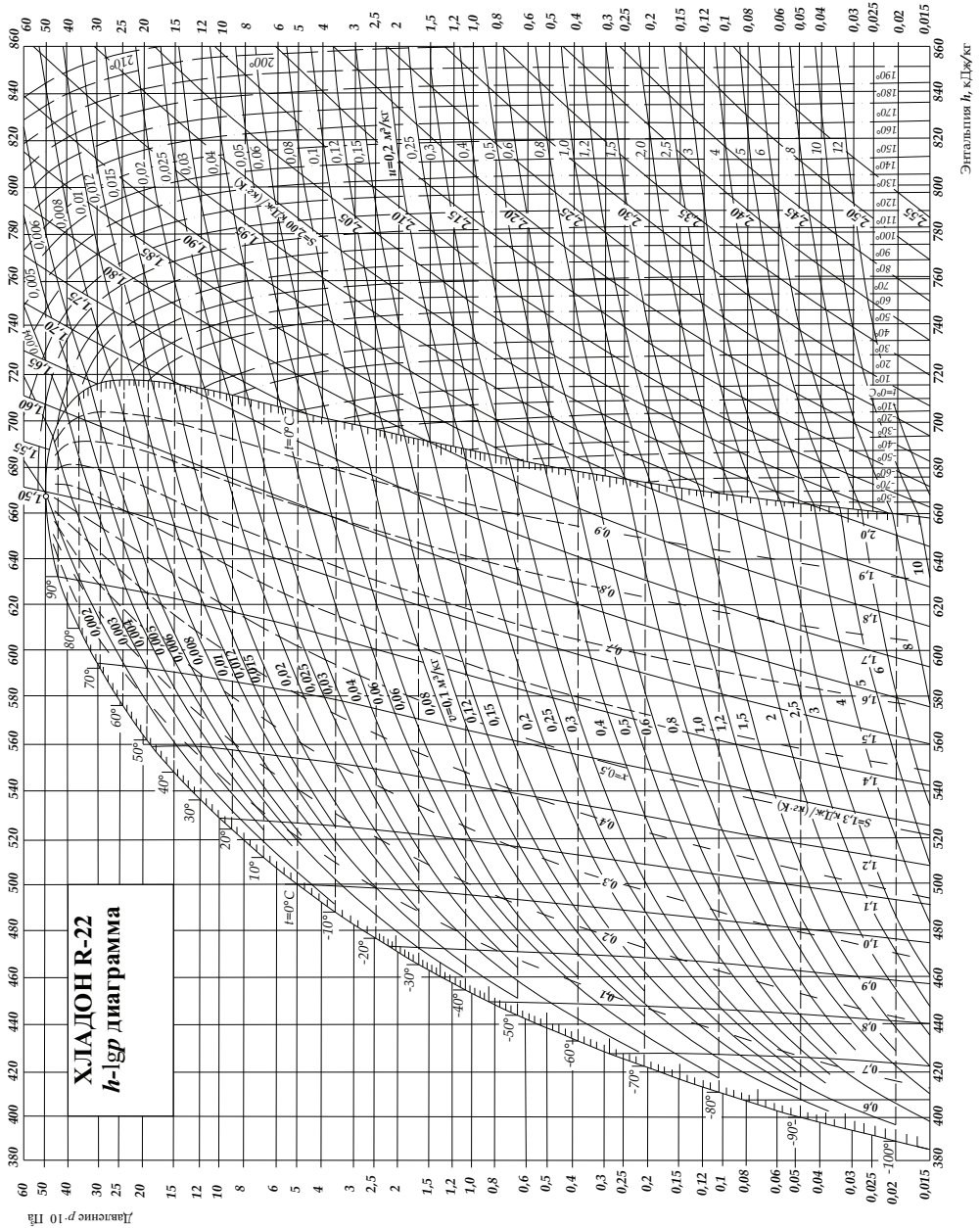
*h-s* диаграмма для воды и водяного пара





# Приложение 5

## $h$ -lg*p* диаграмма для хладагона R-22





# Оглавление

---

<b>Предисловие .....</b>	<b>3</b>
<b>Раздел А. Основы термодинамики .....</b>	<b>5</b>
<b>1. Основные понятия .....</b>	<b>7</b>
<b>2. Смеси идеальных газов .....</b>	<b>17</b>
<b>3. Работа, теплота и внутренняя энергия .....</b>	<b>24</b>
3.1. Работа .....	24
3.2. Теплота .....	26
3.3. Внутренняя энергия системы .....	30
<b>4. Первый закон термодинамики. Энтальпия,         внешняя располагаемая работа .....</b>	<b>34</b>
<b>5. Второй закон термодинамики. Энтропия .....</b>	<b>41</b>
<b>6. Термодинамические процессы идеального газа .....</b>	<b>47</b>
6.1. Политропный процесс .....	48
6.2. Адиабатный процесс .....	51
6.3. Изотермический процесс .....	53
6.4. Изохорный процесс .....	56
6.5. Изобарный процесс .....	57
6.6. Обобщенное значение политропного процесса .....	59
<b>7. Водяной пар .....</b>	<b>64</b>
<b>8. Течение газов и паров .....</b>	<b>76</b>
8.1. Первый закон термодинамики для потока .....	76
8.2. Истечение идеального газа из сопел .....	79
8.3. Истечение водяного пара из сопел .....	84
8.4. Учет трения при истечении газов и паров .....	85
8.5. Дросселирование газов и паров .....	87

<b>Раздел Б. Прикладные вопросы термодинамики .....</b>	<b>93</b>
<b>9. Компрессорные машины .....</b>	<b>95</b>
9.1. Одноступенчатый поршневой компрессор.....	97
9.2. Многоступенчатый компрессор .....	103
<b>10. Циклы тепловых двигателей .....</b>	<b>111</b>
10.1. Общие понятия теории тепловых двигателей.....	111
10.2. Цикл Карно. Теоремы Карно .....	114
<b>11. Поршневые двигатели внутреннего сгорания .....</b>	<b>118</b>
11.1. Назначение и классификация .....	118
11.2. Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто) .....	120
11.3. Двигатели внутреннего сгорания с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля) .....	127
11.4. Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера).....	130
11.5. Наддув дизельных двигателей .....	133
<b>12. Циклы газотурбинных установок .....</b>	<b>140</b>
12.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении .....	141
12.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме.....	147
12.3. Регенеративный цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = \text{const}$ .....	149
12.4. ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела и с регенерацией теплоты.....	152
12.5. Действительный цикл ГТУ .....	154
<b>13. Циклы паротурбинных установок .....</b>	<b>160</b>
13.1. Цикл Карно и цикл Ренкина на влажном паре ...	163
13.2. Цикл Ренкина на перегретом паре .....	166
13.3. Цикл Ренкина с промежуточным перегревом пара.....	171
13.4. Регенеративный цикл Ренкина .....	174
13.5. Теплофикационные циклы .....	180
13.6. Цикл Ренкина с учетом необратимых потерь.....	185

<b>14. Циклы холодильных установок.....</b>	<b>194</b>
14.1. Цикл воздушной холодильной установки .....	196
14.2. Цикл парокомпрессионной холодильной установки .....	199
14.3. Тепловой насос .....	201
<b>Библиографический список.....</b>	<b>207</b>
<b>Приложение 1</b>	
Теплоемкости газов .....	209
<b>Приложение 2</b>	
Термодинамические свойства воды и водяного пара в состоянии насыщения в зависимости от температуры .....	218
<b>Приложение 3 .....</b>	<b>220</b>
Термодинамические свойства воды и перегретого водяного пара .....	220
<b>Приложение 4</b>	
$h-s$ диаграмма для воды и водяного пара .....	233
<b>Приложение 5</b>	
$h-lg p$ диаграмма для хладона R-22 .....	235

*Учебное издание*

**Островская** Анна Валентиновна  
**Королев** Владимир Николаевич

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ.  
ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА**

Редактор И. В. Коршунова  
Верстка О. П. Игнатьевой

Подписано в печать 08.09.2020. Формат 70×100/16.  
Бумага офсетная. Цифровая печать. Усл. печ. л. 19,4.  
Уч.-изд. л. 13,8. Тираж 100 экз. Заказ 96.

Издательство Уральского университета  
Редакционно-издательский отдел ИПЦ УрФУ  
620049, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 5  
Тел.: +7 (343) 375-48-25, 375-46-85, 374-19-41  
E-mail: rio@urfu.ru

Отпечатано в Издательско-полиграфическом центре УрФУ  
620083, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4  
Тел.: +7 (343) 358-93-06, 350-58-20, 350-90-13  
Факс: +7 (343) 358-93-06  
<http://print.urfu.ru>





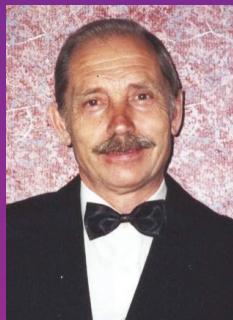
#### **ОСТРОВСКАЯ АННА ВАЛЕНТИНОВНА**

кандидат технических наук, доцент кафедры «Теплоэнергетика и теплотехника» Уральского федерального университета имени первого Президента России Б. Н. Ельцина.

Автор учебников и учебных пособий по технической термодинамике, экологии, экологической безопасности газокomppressorных станций.

Лауреат премии Правительства РФ в области образования.

Область научных интересов — гидродинамика и тепломассообмен в дисперсных средах.



#### **КОРОЛЕВ ВЛАДИМИР НИКОЛАЕВИЧ**

доктор технических наук, профессор кафедры «Теплоэнергетика и теплотехника» Уральского федерального университета имени первого Президента России Б. Н. Ельцина.

Автор учебных пособий по технической термодинамике, тепломассообмену, теории горения и взрыва, горения и конверсии органических топлив.

Научная деятельность связана с исследованиями в области теплофизики дисперсных систем и структурно-гидродинамических основ взаимодействия высококонцентрированных дисперсных сред с поверхностями тел, позволяющих выявить механизм явлений, построить модели процессов переноса и на их основе разрабатывать методы интенсификации тепломассообменных процессов.